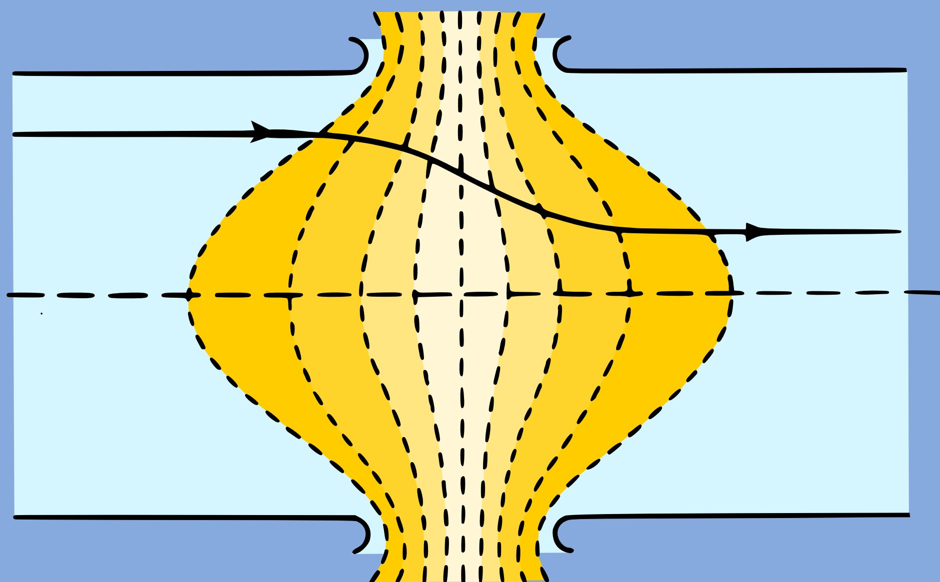
L. Artsimovitch, S. Loukianov

MOUVEMENT DES PARTICULES CHARGÉES DANS DES CHAMPS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES



Éditions Mir Moscou

Л. АРЦИМОВИЧ И С. ЛУКЬЯНОВ

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА

L. Artsimovitch, S. Loukianov

Mouvement des particules chargées dans des champs électriques et magnétiques

ÉDITIONS MIR • MOSCOU

Traduit du russe
par *F. Berquier*

TABLE DES MATIÈRES

AVANT-PROPOS

Durant de nombreuses années, les auteurs du présent ouvrage ont fait un cours de physique électronique et atomique à la faculté de physique de l'Université de Moscou. Ce cours débutait par l'analyse des lois du mouvement des particules chargées sous l'action de champs macroscopiques. Ce chapitre de l'électronique, qui s'est développé au milieu de ce siècle, s'encadre entièrement dans la physique classique dont le domaine, on s'en convainc facilement, s'étend très loin. L'énorme arsenal technique de la science contemporaine est fondé sur les lois classiques. Elle est à la base de branches aussi importantes que l'optique électronique, la spectroscopie de masse et la technique des accélérateurs. Toutefois les représentations classiques restent en vigueur non seulement dans le cas où le faisceau d'électrons ou d'ions passe dans le champ électrique d'un condensateur ou est dévié entre les pôles d'un électro-aimant. Elles vont bien plus loin et servent de base pour comprendre les processus d'interactions entre particules dans le plasma, bien que ce ne soient plus des champs macroscopiques extérieurs, obtenus grâce à un appareillage expérimental, qui interviennent dans ces processus, mais des champs microscopiques de particules isolées.

En faisant précéder le cours de physique atomique d'un chapitre d'introduction basé sur les principes de la mécanique classique, nous avons tout d'abord la possibilité d'exposer les principes scientifiques d'un bon nombre de secteurs fondamentaux de la technique expérimentale moderne et de faciliter ainsi le passage ultérieur aux idées de la mécanique quantique. Naturellement, le présent ouvrage est, de par son contenu, un peu plus vaste que le chapitre d'introduction du cours fait à l'Université de Moscou. Il nous a cependant semblé que ceci conférait à l'exposé une plus grande unité interne.

Les auteurs sont profondément reconnaissants à A. Grinberg et S. Kapitza, dont les conseils et remarques furent d'une grande utilité pour l'élaboration des passages consacrés au fonctionnement des

accélérateurs. Nous remercions S. Yavor d'avoir examiné les questions de forte focalisation.

A S. Tchouvatine qui a fourni un travail considérable pour la mise au point graphique du manuscrit nous sommes très heureux d'adresser notre sincère reconnaissance.

Nous remercions également les représentants d'une série d'instituts qui nous ont aimablement fait parvenir des clichés des installations originales, des microphotographies électroniques et des spectrogrammes de masse.

L. Artsimovitch
S. Loukianov

Chapitre premier

MOUVEMENT DANS UN CHAMP ÉLECTRIQUE

§ 1. FORCE AGISSANT SUR UNE PARTICULE CHARGÉE. EQUATION DU MOUVEMENT

Supposons qu'il existe dans une certaine région de l'espace un champ électrique d'intensité $\boldsymbol{E}$ et un champ magnétique d'intensité $\boldsymbol{H}$. Dans le cas général, les vecteurs $\boldsymbol{E}$ et $\boldsymbol{H}$ sont fonctions des coordonnées et du temps. Si dans la région considérée se trouve une particule chargée, alors, comme il résulte de l'expérience, elle est soumise à une force $\boldsymbol{F}$ qui s'exprime par la formule

$$\boldsymbol{F} = q\boldsymbol{E} + \frac{q}{c}\, \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{H}, \tag{1.1}$$

où q est la charge de la particule, $\boldsymbol{v}$ sa vitesse et c la vitesse de la lumière.

La formule ci-dessus n'est valable que sous certaines conditions bien déterminées. On suppose tout d'abord que les dimensions de la particule soient suffisamment petites pour considérer sa charge comme ponctuelle. C'est seulement à cette condition que l'on peut négliger les forces supplémentaires liées à la répartition de la charge dans le volume de la particule. On considère ensuite que la particule n'a pas de moment magnétique propre. Enfin, dans la formule (1.1) on néglige le rayonnement de freinage qui devient sensible pour une grande valeur de l'accélération que subit la particule dans le champ électromagnétique. Par la suite on donnera des exemples dans lesquels le rayonnement de freinage joue un rôle considérable et ne pourra donc être négligé.

L'équation du mouvement de la particule dans le champ donné peut être écrite sous la forme habituelle :

$$\frac{d}{dt}(m\boldsymbol{v}) = \boldsymbol{F}. \tag{1.2}$$

Dans ce chapitre nous supposerons constante la masse de la particule, i.e. nous négligerons les corrections de la théorie de la relativité ; ceci est possible si la vitesse du mouvement est nettement inférieure à celle de la lumière. Pour m constant, (1.1) se met sous la forme

$$m\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = q\boldsymbol{E} + \frac{q}{c}\, \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{H}. \tag{1.3}$$

Ecrivons la loi de conservation de l'énergie pour la particule qui se déplace dans le champ électromagnétique. Comme la force qu'exerce sur la particule le champ magnétique est toujours dirigée perpendiculairement à la vitesse de la particule, elle ne fournit pas de travail. Par suite, la variation de l'énergie cinétique de la particule est uniquement conditionnée par l'action du champ électronique, i.e.

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_2-\left(\frac{mv^2}{2}\right)_1=\int_1^2 qE\,ds. \qquad (1.4)$$

Ici, l'intégrale est prise le long de la trajectoire de la particule. Si le champ électrique a un potentiel qui ne dépend pas du temps, le second membre de l'équation (1.4) sera égal à $q(U_1-U_2)$. Pour une particule qui se trouvait initialement au repos, la formule (1.4) donne

$$\frac{mv^2}{2}=q(U_1-U_2). \qquad (1.5)$$

Ainsi, lors du mouvement dans un champ potentiel statique, l'énergie cinétique de la particule chargée est définie par la différence de potentiel franchie.

En règle générale, on devra s'occuper en physique de particules dont la charge est un multiple entier petit de celle de l'électron. Ceci fournit un moyen couramment utilisé de mesurer l'énergie d'une particule en *électron-volts*. Si la charge de la particule est égale à celle de l'électron et si la particule a traversé une différence de potentiel accélératrice d'un volt (1/300 C.G.S.E.), on dit qu'elle a reçu une énergie d'un électron-volt. La charge d'un électron est $e = 4{,}80\cdot10^{-10}$ C.G.S.E. Par suite, 1 eV $= 1{,}60\cdot10^{-12}$ erg.

Il est évident qu'une particule de charge ne, accélérée par une différence de potentiel de $(U_1 - U_2)$ volts, aura une énergie W égale à

$$W=n(U_1-U_2)\ \text{eV}. \qquad (1.6)$$

La dernière formule fait le lien entre la différence de potentiel franchie et l'énergie de la particule en électron-volts.

§ 2. ANALOGIE ENTRE LE MOUVEMENT DES PARTICULES CHARGÉES DANS UN CHAMP ÉLECTROSTATIQUE ET LA PROPAGATION DES RAYONS LUMINEUX DANS UN MILIEU TRANSPARENT

L'analyse du mouvement des particules chargées dans les champs électrostatiques ne présente pas de difficultés mathématiques sérieuses s'il ne s'agit que de champs ayant une configuration très simple (condensateur plan, champ d'une charge ponctuelle, champ d'un conducteur cylindrique chargé). Mais pratiquement dans tous les cas intéressants, les champs électriques s'avèrent si complexes qu'à l'aide des fonctions élémentaires on ne parvient même pas à donner

l'expression du potentiel sous forme finie. Cela a pour effet de compliquer considérablement l'intégration de l'équation du mouvement qui ne peut alors se faire que par le calcul numérique.

Il existe heureusement une méthode générale d'approche de tels problèmes qui permet de déterminer la forme des trajectoires pour une vaste classe de systèmes. Cette méthode repose sur une analogie poussée entre le mouvement d'une particule chargée et la propagation des rayons lumineux dans un milieu réfringent transparent. On sait que, dans le cadre de l'optique géométrique, la propagation d'un rayon lumineux dans tout milieu hétérogène peut être décrite à partir de la loi de réfraction de la lumière. A cet effet, il faut naturellement connaître les valeurs de l'indice de réfraction tout le long

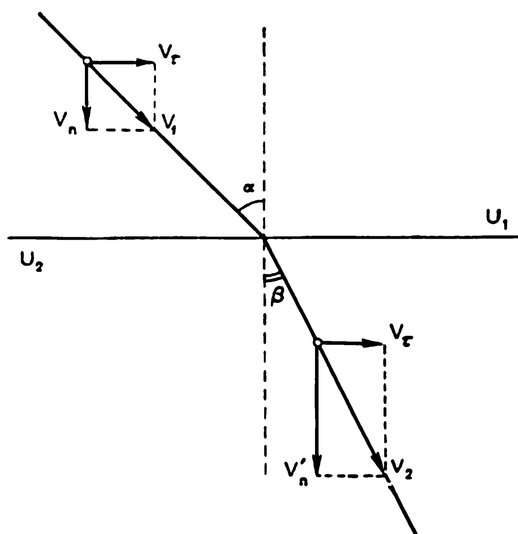


Fig. 2.1. Passage d'une particule chargée à travers la frontière de deux régions équipotentielles. Sur la frontière de séparation, la particule a été accélérée. La composante tangentielle de la vitesse est restée inchangée

du trajet du rayon lumineux; par ailleurs, seules sont importantes les valeurs relatives de l'indice de réfraction. C'est pourquoi en optique on convient que l'indice de réfraction du vide est égal à 1.

La manière la plus aisée de se convaincre de l'analogie indiquée ci-dessus est d'analyser un exemple simple. Il faut souligner que nous n'examinerons pour le moment que le cas d'un champ purement électrostatique. Exactement de la même façon, nous n'examinerons pas pour l'instant la généralisation possible, et en principe très simple, au cas du mouvement d'une particule animée d'une vitesse relativiste.

Supposons qu'une particule chargée se déplace dans l'espace et qu'il y ait un saut du potentiel sur une certaine frontière de cet espace (fig. 2.1). Il est, bien sûr, techniquement impossible de réaliser un

tel saut du potentiel, car il lui correspond une valeur infiniment grande de l'intensité du champ. La meilleure approximation en sera le système constitué par deux feuilles métalliques extrêmement fines, placées l'une près de l'autre, transparentes pour les particules considérées et chargées à des potentiels convenables. La particule chargée qui traverse la frontière de séparation est soumise à l'action d'une force dirigée suivant la normale à cette frontière. C'est pourquoi la composante normale de la vitesse varie, tandis que la composante tangentielle reste inchangée. La dernière condition fournit

$$v_1 \sin \alpha = v_2 \sin \beta, \tag{2.1}$$

où v_1 et v_2 sont les valeurs de la vitesse de la particule avant et après son passage à travers la surface de séparation ; les angles α et β peuvent être appelés, par analogie avec l'optique, angles d'incidence et de réfraction. Il vient

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_2}{v_1}. \tag{2.2}$$

Si l'on considère, comme on le fait habituellement, que la vitesse de la particule est déterminée par la valeur du potentiel au point donné, alors l'égalité (2.2) peut être écrite sous la forme

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \sqrt{U_2/U_1}. \tag{2.3}$$

L'égalité écrite coïncide exactement avec l'énoncé habituel de la loi de réfraction en optique. La racine carrée de la valeur du potentiel au point donné joue le rôle de l'indice de réfraction.

Il est facile de généraliser le résultat obtenu de manière concrète, bien que non rigoureuse, au cas d'un champ électrostatique quelconque. Un champ électrostatique peut toujours être représenté à l'aide d'un système de surfaces équipotentielles (fig. 2.2). Si ces surfaces sont suffisamment proches l'une de l'autre, on peut, lorsqu'on examine le mouvement de la particule, considérer que le potentiel est constant dans l'espace qui sépare deux surfaces équipotentielles voisines et que toute la variation du potentiel s'effectue par petits sauts sur les surfaces équipotentielles elles-mêmes. Dans ce cas, on approche la trajectoire de la particule par une ligne brisée, le changement de direction de la trajectoire en chacun des sommets de cette ligne étant déterminé par la loi de réfraction. La ligne brisée devient à la limite une courbe régulière qui décrit la trajectoire de la particule dans le champ donné. Comme il résulte de la méthode de construction, cette trajectoire coïncide, de par sa forme, avec un rayon lumineux qui se propage dans un milieu à indice de réfraction variable dont les valeurs aux différents points sont proportionnelles aux racines carrées du potentiel.

L'existence d'une telle analogie permet d'utiliser dans un domaine complètement nouveau les notions et les méthodes de l'optique géométrique classique et de construire des appareils électroniques

par analogie avec les instruments optiques correspondants. L'exemple le plus brillant de la fécondité d'une telle approche a été la construction du microscope électronique, appareil qui permet d'obtenir les images des objets dans des faisceaux d'électrons dont le pouvoir de résolution est, en ordre de grandeur, plusieurs fois supérieur à celui d'un microscope ordinaire. Le tube oscillographique actuel, dans lequel le faisceau d'électrons converge en un spot de diamètre inférieur à un dixième de millimètre, est aussi construit sur la base des résultats d'une nouvelle discipline: l'optique géométrique des faisceaux d'électrons.

Indépendamment de son origine, l'optique géométrique électronique n'apparaît pas comme une simple traduction de l'optique classique en langage de trajectoires d'électrons. Grâce aux singularités

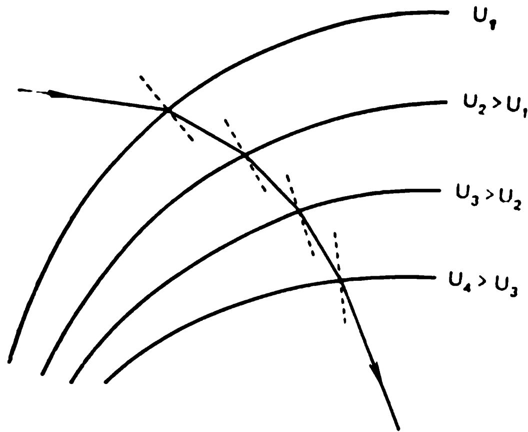


Fig. 2.2. Réfraction d'une trajectoire électronique sur les surfaces équipotentielles. La particule se déplace dans un champ électrique accélérateur

spécifiques du champ électrique, les possibilités de l'optique électronique s'avèrent à bien des égards beaucoup plus vastes que celles de l'optique classique où l'on utilise la réfraction des rayons lumineux à la frontière de corps transparents dont les indices de réfraction restent compris dans des limites étroites. Rappelons que pour les variétés classiques de verres optiques l'indice de réfraction vaut environ 1,6-1,8, et que même pour le diamant il atteint tout au plus 2,5. Par contre, dans l'optique électronique, l'indice de réfraction le long de la trajectoire d'une particule chargée peut varier dans n'importe quelles limites. Dans les appareils optiques électroniques on peut modifier les propriétés optiques du système qui commande la propagation des faisceaux d'électrons par une simple modification du potentiel aux électrodes. A cet égard, il n'y a pas d'analogie avec l'optique classique : les propriétés optiques des lentilles de verre sont invariantes.

D'autre part, il convient de mentionner certaines restrictions relatives au passage de l'optique classique à l'optique électronique. Tout d'abord, des changements discontinus de l'indice de réfraction, propres aux lentilles usuelles, sont irréalisables en optique électronique. Une telle situation provient de ce que le potentiel est une fonction continue des coordonnées. Ainsi, en optique électronique, on n'a pas de liberté nécessaire dans l'association des surfaces réfringentes. Ensuite, dans la plupart des cas importants, le potentiel au sein d'un système optique électronique doit vérifier l'équation de Laplace (la densité de la charge volumétrique est habituellement négligée). Par suite, la variation de l'indice de réfraction est soumise à des restrictions supplémentaires qui font défaut dans l'optique classique. Ce sont justement ces restrictions qui constituent la raison essentielle pour laquelle certains types d'aberrations sont si difficiles à éliminer dans les appareils optiques électroniques.

Avant d'en venir à l'analyse des aspects concrets des systèmes optiques électroniques, notons une conséquence intéressante, de caractère général, qui découle de l'analogie entre le mouvement des particules chargées et la propagation des rayons lumineux. D'après ce que nous avons dit plus haut, la trajectoire d'une particule qui se déplace dans un champ électrostatique est complètement déterminée par les valeurs relatives des potentiels aux différents points de l'espace (si l'on calcule les valeurs du potentiel à partir du point de l'espace d'où part la particule avec une vitesse nulle). De plus, la valeur de la charge et la masse de la particule n'exercent aucune influence sur la forme de la trajectoire, car les valeurs relatives des indices de réfraction ne dépendent pas de ces grandeurs. Si deux particules qui diffèrent par la valeur de leur masse et de leur charge (pour des charges de même signe) partent d'un même point d'un champ électrique avec une vitesse initiale nulle, leurs trajectoires seront identiques (bien que les particules ne mettent pas le même temps à les décrire). C'est en cela que consiste la *loi de similitude* pour le mouvement des particules chargées dans un champ électrostatique.

§ 3. SYSTÈMES OPTIQUES ÉLECTRONIQUES CENTRÉS. ÉQUATION FONDAMENTALE DE L'OPTIQUE ÉLECTRONIQUE POUR LES CHAMPS À SYMÉTRIE AXIALE

La notion la plus importante de l'optique géométrique est celle du système optique centré — ensemble de surfaces réfringentes sphériques dont les centres sont alignés sur l'axe optique principal du système. En optique électronique un champ électrostatique à symétrie axiale sert d'analogue à un tel système *). On peut créer un champ à symétrie axiale à l'aide d'un système d'électrodes présentant une symétrie de révolution et disposées le long d'un axe de symétrie

*) On appelle champ à symétrie axiale un champ dont le potentiel au système cylindrique des coordonnées n'est fonction que de z et de r et ne dépend pas de l'angle azimutal φ.

commun qui joue le rôle d'axe optique principal. Les cylindres coaxiaux, les diaphragmes centrés à ouvertures rondes associés de diverses manières et les électrodes centrées ayant la forme d'anneaux sont largement utilisés dans l'optique électronique des faisceaux cylindriques (fig. 3.1). Dans un tel système, chaque surface équipotentielle proche de l'axe aura une forme sphérique. Un faisceau paraxial d'électrons, c'est-à-dire un faisceau qui se déplace à une faible distance de l'axe et aux angles petits, se comportera dans un champ à symétrie axiale comme un faisceau de rayons lumineux dans une lentille optique complexe, formée d'un nombre infiniment grand de fins ménisques accolés dont les indices de réfraction varient petit à petit.

Avant d'étudier le cas général du mouvement des électrons dans les champs axiaux, nous analyserons un cas particulier important dans la pratique. Supposons qu'un faisceau d'électrons passe dans

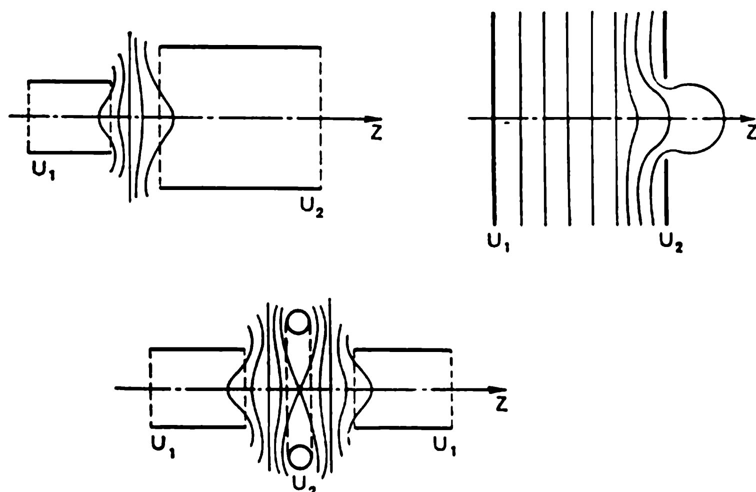


Fig. 3.1. Eléments d'un système optique électronique et répartition des surfaces équipotentielles au voisinage de l'axe optique du système (schématiquement)

l'espace libre entre deux cylindres coaxiaux (fig. 3.2) dont les potentiels valent respectivement U_1 et U_2; soit $U_2 > U_1$. Nous supposerons pour la simplicité que les électrons arrivent dans cet espace libre sous la forme d'un faisceau parallèle à l'axe optique. Choisissons l'une des trajectoires du faisceau. On peut décomposer la force $\boldsymbol{K}$ qui agit sur un électron à chaque point de son trajet en deux composantes: une composante parallèle et une composante perpendiculaire à l'axe. Comme il apparaît sur la fig. 3.2, sur la partie de la trajectoire allant jusqu'au milieu de l'espace libre la composante radiale de la force est dirigée vers l'axe. Sous l'action de cette force, la trajectoire de l'électron se rapprochera progressivement de l'axe.

Après avoir franchi le milieu de l'espace libre, l'électron sera soumis à l'action d'une force radiale qui tend à l'éloigner de l'axe.

Il est toutefois facile de se convaincre de ce que l'action focalisante de la composante radiale de la force sur la première moitié du parcours ne peut pas être compensée par son action défocalisante sur la seconde moitié. Cela est dû à ce que l'électron parcourt la première moitié du trajet avec une vitesse plus faible et, par suite, reste plus longtemps soumis à l'action de la force qui le rapproche de l'axe. Il en résulte que la trajectoire de l'électron coupe l'axe en un point F_2 situé à droite de l'espace libre. Ce point est le foyer principal de la

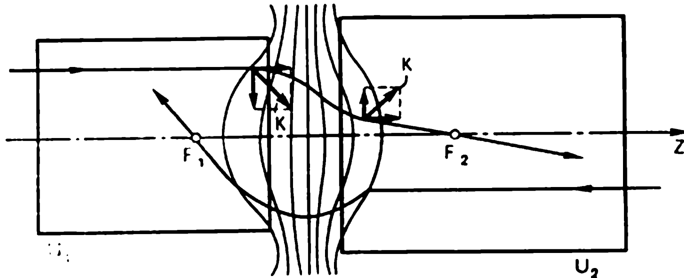


Fig. 3.2. Lentille d'immersion formée de deux cylindres. Les trajectoires électroniques qui entrent dans la lentille parallèlement à l'axe optique coupent l'axe, après leur passage à travers la lentille, aux foyers principaux F_1 et F_2

lentille formée par deux cylindres. La théorie générale, dont nous exposerons plus loin les bases, montre que la position du foyer principal ne dépend pas de la distance de l'axe à laquelle passe, à l'intérieur du cylindre de gauche, la trajectoire de l'électron. On suppose seulement que cette distance est suffisamment petite par rapport au diamètre du cylindre.

Si l'on considère un faisceau d'électrons qui se déplace parallèlement à l'axe, mais qui entre dans la lentille de droite à gauche, c'est-à-dire du côté du cylindre qui a le plus grand potentiel, alors le faisceau convergera aussi vers un point F_1 de l'axe situé avant l'espace libre. La différence des valeurs du potentiel de part et d'autre de la lentille, c'est-à-dire la différence des indices de réfraction, fait que les points F_1 et F_2 ne se trouvent pas à la même distance du milieu de l'espace libre. Les distances focales principales correspondantes seront aussi différentes. Le résultat obtenu est typique pour beaucoup de problèmes d'optique électronique; dans l'optique classique il lui correspond le cas de la lentille d'immersion.

Plus grand est l'accroissement relatif de l'énergie acquise pour l'électron lors de son passage dans l'espace libre entre le premier et le second cylindre, i.e. plus grande est la quantité $(U_2 - U_1)/U_1$, plus forte est l'action focalisante de la lentille, et plus les foyers principaux sont proches du milieu de l'espace libre. A titre d'illustration, on a représenté sur la fig. 3.3 la courbe obtenue expérimentale-

ment qui montre la variation de l'action focalisante de la lentille en fonction du rapport U_2/U_1. Sur l'axe des ordonnées, on n'a pas pris les distances focales principales f_1 et f_2, mais les rapports sans dimension f_1/D et f_2/D, où D est le diamètre des cylindres.

Etablissons maintenant quelques formules et théorèmes généraux, relatifs à l'optique électronique des champs à symétrie axiale. Nous en déduirons l'équation de la trajectoire des électrons dans le rapprochement paraxial appelée *équation fondamentale de l'optique électronique*. Examinons pour commencer quelques relations auxiliaires qui seront importantes pour la suite.

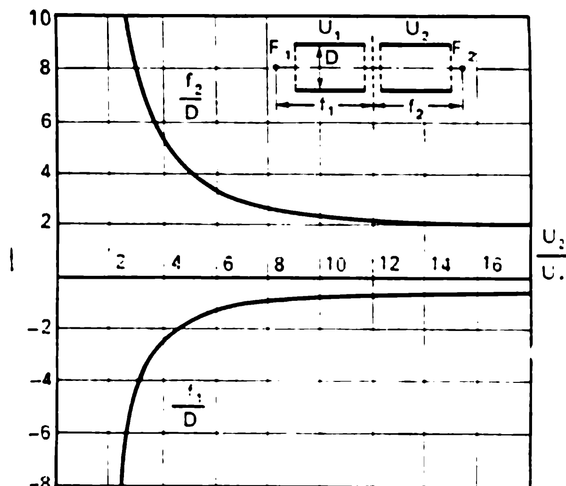


Fig. 3.3. Expression de la distance focale d'une lentille d'immersion formée de deux cylindres de même diamètre en fonction de U_2/U_1

Soit un axe des z dirigé suivant l'axe optique du système. Le potentiel est seulement fonction de r et de z et, dans les limites de la région paraxiale (pour une valeur suffisamment petite de r), les valeurs du potentiel et de ses dérivées par rapport à z peuvent en tout point être remplacées par les valeurs correspondantes de ces mêmes fonctions en des points équivalents de l'axe lui-même. Les valeurs du potentiel et de ses dérivées sur l'axe seront désignées en abrégé par U, U' et U''. Ainsi,

$$\left.\begin{aligned} U(r;\,z) &\approx U(0;\,z) \equiv U, \\ \frac{\partial}{\partial z} U(r;\,z) &\approx \frac{\partial}{\partial z} U(0;\,z) \equiv U', \\ \frac{\partial^2}{\partial z^2} U(r;\,z) &\approx \frac{\partial^2}{\partial z^2} U(0;\,z) \equiv U''. \end{aligned}\right\} \qquad (3.1)$$

Dans les conditions de paraxialité, la trajectoire de l'électron doit présenter une inclinaison faible vers l'axe, c'est pourquoi on peut

remplacer la composante longitudinale v_z de la vitesse de l'électron par la vitesse totale v qui, à son tour, est déterminée par la valeur du potentiel au point donné :

$$v_z = \frac{dz}{dt} = v \cos \alpha \approx v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U}. \quad (3.2)$$

Une telle substitution permet, lorsqu'on déduit l'équation de la trajectoire, de passer d'une différentiation par rapport au temps à une différentiation par rapport à une coordonnée.

Pour ce qui suit nous aurons besoin d'établir le lien entre la composante radiale E_r du champ électrique et la valeur du potentiel sur l'axe. Dans le cadre de l'approximation paraxiale la façon la plus simple consiste à appliquer le théorème de Gauss à un volume cylindrique de hauteur dz et de rayon r (fig. 3.4). Le flux du vecteur $\boldsymbol{E}$ à travers la surface totale du cylindre est nul, donc

$$-E_z(z)\,\pi r^2 + E_z(z+dz)\,\pi r^2 + + E_r(r, z)\,2\pi r\,dz = 0. \quad (3.3)$$

Après regroupement des termes et simplifications évidentes, on obtient

$$r \frac{\partial E_z}{\partial z} dz + 2E_r\,dz = 0, \quad (3.4)$$

ou encore, puisque

$$E_z = -\partial U/\partial z = -U',$$

alors

$$E_r = \frac{r}{2} U''. \quad (3.5)$$

Fig. 3.4. Application du théorème de Gauss

La dernière égalité montre que la composante radiale du champ électrique et, par suite, la force qui rapproche l'électron de l'axe augmentent linéairement avec la distance à l'axe. Au fond, cette circonstance fournit déjà une possibilité de focaliser les faisceaux électroniques dans les champs à symétrie axiale. Dans l'ensemble des trajectoires issues d'une source électronique située sur l'axe, les trajectoires qui s'éloignent fortement seront déviées de manière plus importante, puisque les électrons qui les parcourent se trouvent alors dans un champ radial plus intense. Finalement le faisceau divergent de trajectoires converge à nouveau vers un seul point. On suppose naturellement que, dans ce cas, la force radiale est dirigée vers l'axe, c'est-à-dire qu'elle agit sur l'électron de manière focalisante, et non défocalisante. En d'autres termes, on suppose que l'on a $U'' > 0$ le long de la portion considérée de l'axe.

Pour passer à l'équation de la trajecoire, nous écrirons l'équation du mouvement pour la composante radiale de la force:

$$m\ddot{r} = -eE_r. \tag{3.6}$$

Ici, on écrit e au lieu de q, car le calcul s'applique aux électrons. On a omis le terme correspondant à la force centrifuge $mr\dot{\varphi}^2$, car on suppose que l'électron n'a pas de rotation initiale autour de l'axe et, en vertu de la symétrie axiale du champ et, par là même, de l'absence de composante azimutale de la force, il n'apparaît pas non plus dans le processus du mouvement de composante v_φ de la vitesse. L'étude du cas général où la composante initiale de la vitesse v_φ est non nulle ne donne rien d'intéressant.

Transformons le premier membre de l'équation (3.6) en utilisant l'égalité (3.2) et en remplaçant la vitesse totale par la valeur du potentiel sur l'axe; il vient

$$\ddot{r} = \frac{d}{dt}\frac{dr}{dt} = v\frac{d}{dz}\left(v\frac{dr}{dz}\right) = 2\frac{e}{m}\sqrt{U}\frac{d}{dz}\left(\sqrt{U}\frac{dr}{dz}\right). \tag{3.7}$$

En remplaçant dans le second membre E_r par l'expression (3.5) et en effectuant les simplifications évidentes, on obtient

$$\frac{d}{dz}\left(\sqrt{U}\frac{dr}{dz}\right) = -\frac{r}{4}\frac{U''}{\sqrt{U}}. \tag{3.8}$$

dar différentiation du produit et regroupement de tous les termes dans le premier membre, on obtient l'équation de la trajectoire sous la forme définitive suivante:

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{U'}{2U}\frac{dr}{dz} + \frac{U''}{4U}r = 0. \tag{3.9}$$

Ceci est une équation différentielle du second ordre à coefficients variables; si les valeurs du potentiel le long de l'axe sont données, c'est-à-dire si l'on connaît les fonctions U, U' et U'', alors l'intégrale générale de l'équation fournit une fonction $r(z)$ qui définit, à des conditions initiales données, la trajectoire de l'électron dans le champ considéré. L'absence dans l'équation des grandeurs e et m ainsi que l'homogénéité de l'équation par rapport au potentiel et aux coordonnées témoignent concrètement de l'existence de la loi de similitude, considérée plus haut dans le cas général.

En règle générale, l'intégration d'une équation différentielle à coefficients variables présente de sérieuses difficultés, c'est pourquoi il est important d'établir le plus grand nombre possible de conséquences générales que l'on peut déduire sans intégration de l'équation.

§ 4. FOCALISATION DANS UN CHAMP À SYMÉTRIE AXIALE. ÉQUATION DE LAGRANGE-HELMHOLTZ. LENTILLE MINCE

Etudions les conséquences essentielles de l'équation (3.9).

L'intégrale générale d'une équation différentielle du second ordre peut être représentée sous forme de combinaison linéaire de deux solutions particulières linéairement indépendantes:

$$r(z) = c_1 r_1(z) + c_2 r_2(z), \tag{4.1}$$

où c_1 et c_2 sont des constantes arbitraires. Comme solutions particulières, on peut prendre les fonctions $r_1(z)$ et $r_2(z)$ qui vérifient dans le plan $z = a$ les conditions initiales simples suivantes (fig. 4.1):

$$\left.\begin{aligned} r_1(a) = 0, \quad r_2(a) = 1, \\ r_1'(a) = 1, \quad r_2'(a) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{4.2}$$

Pour un tel choix des conditions initiales qui présentent, au premier abord, un caractère quelque peu artificiel, les constantes c_1

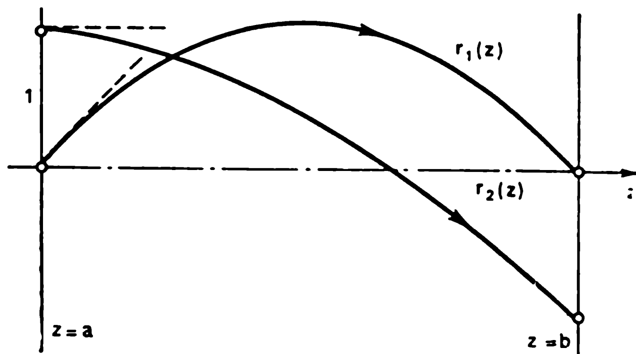


Fig. 4.1. Deux solutions particulières de l'équation (3.9): deux trajectoires électroniques $r_1(z)$ et $r_2(z)$

et c_2 ont une signification physique simple qui détermine le caractère de la trajectoire au voisinage du plan $z = a$. La constante c_1 donne la tangente de l'angle d'inclinaison de la trajectoire sur l'axe optique dans le plan $z = a$, tandis que la constante c_2 mesure l'écartement de l'électron par rapport à l'axe dans ce même plan. Ainsi, à une valeur fixée de c_2 et à un choix de toutes les valeurs possibles de c_1 correspond un faisceau de trajectoires qui passent dans le plan $z = a$ par le point $r = c_2$ avec des angles d'inclinaison différents.

Supposons maintenant que la répartition du potentiel le long de l'axe soit telle que la fonction $r_1(z)$ s'annule à nouveau dans un certain plan $z = b$. Alors la solution générale pour $z = b$ est de la forme

$$r(b) = c_2 r_2(b). \tag{4.3}$$

Il est aisé d'expliquer le sens physique de ce résultat. Toutes les trajectoires issues du point $r = c_2$, qui appartient au plan $z = a$, convergent dans le plan $z = b$ au point $r = c_2 r_2(b)$. En particulier, si $c_2 = 0$, ce qui correspond à un faisceau d'électrons issu d'un point de l'axe optique, alors dans le plan $z = b$ ce faisceau converge aussi pour $r = 0$, c'est-à-dire converge sur l'axe.

Ainsi, le plan $z = b$ peut être considéré comme le plan de l'image relativement au plan $z = a$ qui joue dans ce cas le rôle de plan de l'objet. Cette affirmation démontre que les champs à symétrie axiale permettent d'obtenir des images ponctuelles dans les limites de la région paraxiale. La quantité $r_2(b)$ donne le grossissement (ou le

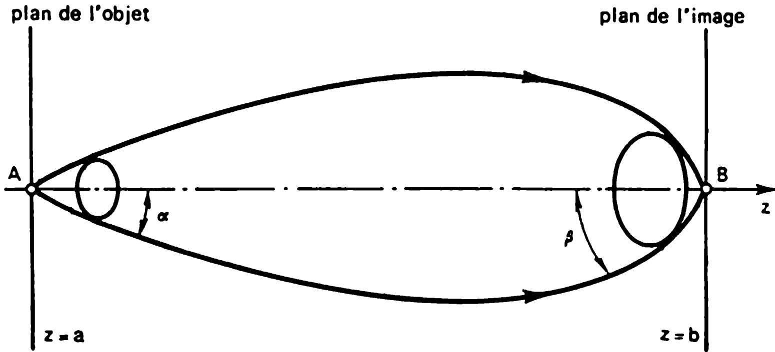


Fig. 4.2. Variation des angles d'ouverture des faisceaux électroniques lors du passage de l'objet à l'image. $\operatorname{tg} \alpha = c_2$, $\operatorname{tg} \beta = c_1 r_1'(b)$. L'agrandissement angulaire est défini par le facteur $r_1'(b)$

rétrécissement) des dimensions linéaires de l'objet en optique électronique. Il est important de souligner que le grossisement est identique pour tous les points de l'objet, i.e. que l'image est géométriquement semblable à l'objet.

Faisons maintenant le lien entre le grossissement linéaire et l'agrandissement angulaire. Considérons une trajectoire qui passe par un point de l'axe dans le plan $z = a$ (fig. 4.2). L'inclinaison de la trajectoire vers l'axe est déterminée par la quantité

$$r'(a) = c_1 r_1'(a) = c_1. \tag{4.4}$$

Dans le plan de l'image l'inclinaison de la trajectoire aura varié et vaudra

$$r'(b) = c_1 r_1'(b), \tag{4.5}$$

puisque pour la trajectoire donnée $c_2 = 0$. La quantité $r_1'(b)$, qui caractérise la variation de l'angle d'inclinaison de la trajectoire, peut être appelée agrandissement angulaire La notion d'agrandissement angulaire devient plus concrète si l'on remarque que la donnée de c_1 définit dans l'espace des objets l'angle d'overture de tout un cône

des rayons issus du point A, tandis que la quantité $c_1 r_1'(b)$ définit l'angle d'ouverture du cône des rayons qui convergent au point B (cf. fig. 4.2). Ainsi, l'agrandissement angulaire $r_1'(b)$ caractérise la variation des angles d'ouverture que subissent les faisceaux lumineux dans le passage de l'objet à l'image.

Pour trouver le lien entre le grossissement linéaire et l'agrandissement angulaire, écrivons l'équation de la trajectoire sous la forme (3.8) pour les fonctions $r_1(z)$ et $r_2(z)$. Multiplions la première égalité par $r_2(z)$ et la seconde par $r_1(z)$ et retranchons la première de la seconde. Les termes contenant U'' s'éliminent, et on obtient le résultat suivant:

$$r_2 \frac{d}{dz}\left(\sqrt{U}\frac{dr_1}{dz}\right) - r_1 \frac{d}{dz}\left(\sqrt{U}\frac{dr_2}{dz}\right) = 0. \tag{4.6}$$

Il est facile de vérifier qu'on peut aussi écrire cette égalité sous la forme

$$\frac{d}{dz}\left(r_2\sqrt{U}\frac{dr_1}{dz} - r_1\sqrt{U}\frac{dr_2}{dz}\right) = 0$$

ou

$$\sqrt{U}\left(r_2\frac{dr_1}{dz} - r_1\frac{dr_2}{dz}\right) = c, \tag{4.7}$$

où c est une constante. La relation obtenue est valable pour tout couple de solutions de l'équation différentielle. En particulier pour le choix concret des solutions indiqué plus haut dans le plan $z = a$, on a

$$\sqrt{U_a} = c; \tag{4.8}$$

dans le plan $z = b$:

$$\sqrt{U_b}\, r_2(b)\, r_1'(b) = c. \tag{4.9}$$

On en déduit justement la relation cherchée entre le grossissement linéaire et l'agrandissement angulaire:

$$r_2(b)\, r_1'(b) = \sqrt{U_a/U_b}. \tag{4.10}$$

Désignons par h_a et h_b les dimensions transversales de l'objet et de l'image et par γ_a et γ_b les angles d'ouverture des cônes de rayons issus d'un point quelconque de l'objet et convergeant vers le point conjugué de l'image. Alors $r_2(b) = h_b/h_a$, et $r_1(b) = \gamma_b/\gamma_a$; l'équation (4.10) peut alors s'écrire sous la forme plus symétrique suivante:

$$h_a\gamma_a\sqrt{U_a} = h_b\gamma_b\sqrt{U_b}. \tag{4.11}$$

L'égalité (4.11) correspond à l'équation de Lagrange-Helmholtz bien connue de l'optique géométrique classique. Le théorème de Lagrange-Helmholtz affirmant que l'agrandissement angulaire est inversement proportionnel au grossissement transversal est, au fond, l'expression de la loi de conservation de l'énergie appliquée à l'optique géométrique. Ce théorème est d'une grande importance pour le

problème de la concentration des faisceaux de particules chargées. Il reste aussi valable au-delà des limites de la région paraxiale, mais exige une nouvelle justification, les angles γ_a et γ_b étant de plus remplacés par sin γ_a et sin γ_b. On donnera par la suite des exemples d'utilisation de l'équation de Lagrange-Helmholtz.

Arrêtons-nous encore à une conséquence de l'équation fondamentale. Dans les limites de l'optique des rayons paraxiaux et dans le cas où la lentille électronique est mince et faible, on peut établir une formule exactement analogue à la formule élémentaire connue de l'optique géométrique classique. On peut considérer une lentille

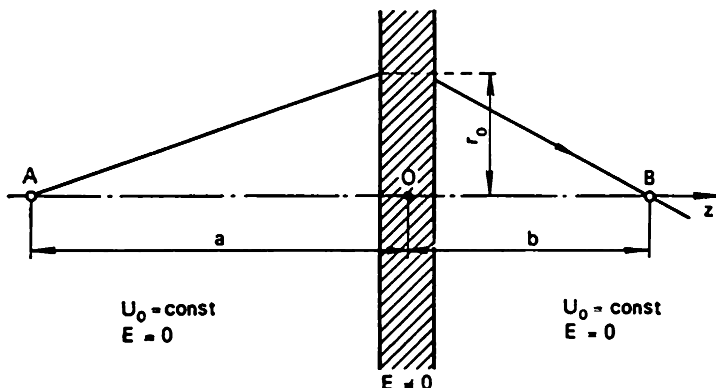


Fig. 4.3. Lentille mince. La trajectoire de la particule à l'intérieur de la lentille n'est pas prise en considération

électronique connue mince et faible si ses dimensions, i.e. la région où $E \neq 0$, sont petites par rapport à sa distance focale, et si les forces radiales qui agissent sur l'électron à l'intérieur de la lentille n'y parviennent pas à modifier de manière sensible la distance de l'électron à l'axe.

Pour la simplicité, nous considérerons une lentille dont les deux faces ont le même potentiel, i.e. une lentille libre d'immersion; on peut construire de telles lentilles à l'aide, par exemple, de trois diaphragmes ou de trois cylindres. Dans ces systèmes, les électrodes extrêmes doivent se trouver au même potentiel.

Supposons que le potentiel de l'espace extérieur à la lentille soit égal à U_0 et qu'un faisceau d'électrons soit émis d'un point quelconque A de l'axe situé devant la lentille pour converger à nouveau après son passage à travers la lentille vers un point B (fig. 4.3). On ne connaît pas la variation effective du potentiel à l'intérieur de la lentille, la forme de la trajectoire à l'intérieur de la lentille étant inconnue. Mais puisque la lentille est faible, on peut considérer que la distance de l'électron à l'axe ne varie pas dans cette région. Les champs électriques à l'extérieur de la lentille sont nuls, et les trajectoires d'électron y sont représentées par des segments de droites.

Considérons l'une des trajectoires issue d'un point A et passant à travers la lentille à la distance r_0 de l'axe (cf. fig. 4.3). A la trajectoire donnée correspond une certaine fonction $r(z)$ qui est l'une des solutions de l'équation fondamentale. Récrivons cette équation sous la forme

$$\frac{d}{dz}\left(\sqrt{U}\,\frac{dr}{dz}\right)=-\frac{r}{4}\,\frac{U''}{\sqrt{U}} \tag{4.12}$$

et intégrons-la par rapport à z de A à B ; alors

$$\sqrt{U}\,\frac{dr}{dz}\bigg|_B-\sqrt{U}\,\frac{dr}{dz}\bigg|_A=-\frac{1}{4}\int\limits_A^B r\,\frac{U''}{\sqrt{U}}\,dz. \tag{4.13}$$

La lentille est mince et, par suite, en désignant par a et b les distances de O, c'est-à-dire du centre de la lentille, aux points A (objet) et B (image), on obtient

$$\frac{dr}{dz}\bigg|_A=\frac{r_0}{a}\,;\qquad \frac{dr}{dz}\bigg|_B=-\frac{r_0}{b}. \tag{4.14}$$

La fonction sous l'intégrale dans l'égalité (4.13) n'est différente de zéro que dans l'intervalle des valeurs de z qui se trouvent dans la région intérieure de la lentille ; mais là la distance r est pratiquement constante et égale à r_0. Finalement, l'égalité (4.13) devient :

$$-\frac{r_0}{b}\sqrt{U_0}-\frac{r_0}{a}\sqrt{U_0}=-\frac{r_0}{4}\int\limits_A^B \frac{U''}{\sqrt{U}}\,dz \tag{4.15}$$

ou

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{4\sqrt{U_0}}\int\limits_A^B \frac{U''}{\sqrt{U}}\,dz. \tag{4.16}$$

Si $a=\infty$, c'est-à-dire si un faisceau de rayons parallèle arrive sur la lentille, alors b est par définition égal à la distance focale principale ; ainsi,

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{4\sqrt{U_0}}\int\limits_A^B \frac{U''}{\sqrt{U}}\,dz, \tag{4.17}$$

et l'égalité (4.16) prend la forme classique :

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}. \tag{4.18}$$

Comme dans l'optique classique, les valeurs positives de a et b correspondent à un emplacement de l'objet quelque part dans l'espace des objets et à un emplacement de l'image quelque part dans l'espace des images ; en d'autres termes : l'objet se trouve devant la lentille, et son image, derrière (les rayons — trajectoires électroni-

ques — vont de gauche à droite). Toutefois, si sur la lentille arrive un faisceau convergent de trajectoires (cas d'une source virtuelle, située derrière la lentille, dans l'espace des images), alors a prend une valeur négative. S'il apparaît derrière la lentille un faisceau divergent de trajectoires (cas d'une image virtuelle située devant la lentille, dans l'espace des objets,) alors b est négatif.

La règle des signes pour la distance focale est également classique: les valeurs positives de f correspondent à des lentilles convergentes, les valeurs négatives, à des lentilles divergentes.

Si le potentiel des deux côtés de la lentille n'est pas le même (immersion), un calcul analogue conduit à la formule

$$\frac{f_1}{a} + \frac{f_2}{b} = 1, \tag{4.19}$$

où f_1 et f_2 sont les distances focales principales respectivement devant et derrière la lentille:

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{4\sqrt{U_1}} \int_A^B \frac{U''}{\sqrt{U}} dz, \quad \frac{1}{f_2} = \frac{1}{4\sqrt{U_2}} \int_A^B \frac{U''}{\sqrt{U}} dz. \tag{4.20}$$

Comme le montrent les dernières égalités, les distances focales d'une lentille d'immersion sont proportionnelles aux racines carrées du potentiel, c'est-à-dire, tout comme dans l'optique classique, proportionnelles aux valeurs correspondantes de l'indice de réfraction:

$$f_1/f_2 = \sqrt{U_1/U_2}. \tag{4.21}$$

Les cas pratiques de mouvement de particules chargées dans les différents systèmes optiques électroniques sont bien souvent très loin de la condition de paraxialité sur laquelle on a fait reposer toutes les conclusions précédentes. Dans ces cas-là, tout comme dans l'optique classique, la qualité de l'image se détériore et apparaissent divers défauts optiques électroniques ou aberrations: aberration sphérique, coma, astigmatisme, distorsion, courbure du champ de l'image.

Les plus grandes difficultés pour la construction de systèmes optiques électroniques présente l'aberration sphérique; c'est le seul des défauts de l'image qui se conserve même pour les points de l'objet situés sur l'axe. L'existence de l'aberration sphérique amène à une diminution du pouvoir de résolution: un point de l'objet se reflète dans le plan de l'image sous forme d'un petit cercle, appelé cercle de diffusion. Le diamètre du cercle de diffusion, qui mesure l'aberration sphérique, augmente proportionnellement au cube de l'ouverture. L'aberration sphérique est le défaut essentiel freinant l'obtention d'une image parfaite dans un microscope électronique et d'un rayon électronique intense de faible diamètre sur l'écran d'un oscillographe.

Le coma est un autre défaut qui relève de l'utilisation de faisceaux étendus et obliques, issus des points de l'objet éloignés de l'axe.

Les trois autres défauts, bien qu'ils diminuent la qualité de l'image, ne sont pas directement liés à l'affaiblissement du pouvoir de résolution et, tout comme dans l'optique classique, jouent un rôle relativement moins important. Remarquons aussi que la courbure du champ de l'image, c'est-à-dire l'apparition d'une image nette, non dans le plan perpendiculaire à l'axe, mais sur une surface courbe approximativement sphérique, peut être supprimée par utilisation d'un objet recourbé dans le même rapport.

On a déjà signalé plus haut que les possibilités limitées dont on dispose pour associer les surfaces optiques électroniques rendent difficile la lutte contre les aberrations. C'est pourquoi, lorsqu'on construit des appareils tels que le microscope électronique, on doit se faire à des ouvertures de dizaines ou même de centaines de fois plus petites que dans les instruments optiques analogues.

A côté du défaut de paraxialité, qui amène à cinq défauts géométriques mentionnés, la quantité de l'image peut être diminuée, comme dans l'optique classique, par suite de l'utilisation de rayons électroniques non monochromatiques. Si l'énergie des électrons en un endroit donné est déterminée non seulement par la valeur correspondante du potentiel, mais aussi par l'énergie initiale des électrons, alors un point de l'objet ne se reflète pas dans le plan de l'image sous forme d'un point, même dans la région paraxiale, mais sous forme d'un cercle de diffusion. Le diamètre de ce cercle de diffusion mesure l'aberration chromatique; sa valeur est proportionnelle au rapport de la répartition des énergies initiales à l'énergie de l'électron dans le plan de l'image. L'aberration chromatique est le défaut en principe insurmontable des systèmes optiques électroniques et, à côté de l'aberration sphérique, elle constitue la cause essentielle de la diminution du pouvoir de résolution de l'image.

§ 5. MÉTHODES APPROCHÉES EN OPTIQUE ÉLECTRONIQUE

Pour trouver les trajectoires électroniques dans les limites de l'approximation paraxiale, il faut se donner avant tout la répartition du potentiel le long de l'axe optique. Il faut ensuite passer à l'intégration de l'équation de la trajectoire. Si l'on peut ramener le système optique considéré à un ensemble de lentilles minces et faibles, alors on peut calculer leurs distances focales par les formules (4.20) au moyen d'une intégration numérique.

La répartition du potentiel dans l'espace, pour une forme donnée d'électrodes, est définie par intégration de l'équation de Laplace avec les valeurs aux limites correspondantes. Même cette première étape du travail s'avère habituellement assez compliquée et n'admet que rarement une solution analytique. C'est pourquoi, dans la pratique, pour trouver le potentiel on fait large usage de méthodes

approchées. L'une des meilleures, parmi les plus commodes et les plus précises, est la méthode de la cuve électrolytique. Un modèle du système électroniqué étudié est immergé dans une cuve contenant un électrolyte (à ces fins, l'eau courante convient parfaitement) ; aux électrodes on applique des potentiels proportionnels à ceux du modèle réel. L'équation de la continuité pour la densité du courant dans l'électrolyte est de la forme

$$\frac{\partial j_x}{\partial x}+\frac{\partial j_y}{\partial y}+\frac{\partial j_z}{\partial z}=0. \tag{5.1}$$

D'après la loi d'Ohm

$$\left.\begin{array}{ll} j_x=\lambda E_x=-\lambda\dfrac{\partial U}{\partial x}, & j_y=\lambda E_y=-\lambda\dfrac{\partial U}{\partial y}, \\ j_z=\lambda E_z=-\lambda\dfrac{\partial U}{\partial z}, & \end{array}\right\} \tag{5.2}$$

où λ est la conductibilité électrique. Ainsi, la répartition du potentiel dans la cuve électrolytique, tout comme dans le système d'électrodes étudié, vérifie l'équation de Laplace :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=0. \tag{5.3}$$

Comme les conditions aux limites coïncident, les valeurs du potentiel, mesurées à l'aide d'un explorateur aux différents points de l'électrolyte, coïncideront avec les valeurs du potentiel aux points correspondants de l'espace dans le système réel d'électrodes.

Pour éliminer les effets polarisateurs sur les électrodes, il est utile de faire les mesures en courant alternatif. Lorsqu'on prépare les modèles et qu'on prend les mesures avec la cuve électrolytique, on peut utiliser les propriétés de symétrie du système d'électrodes. Dans le plan de symétrie, le champ électrique a seulement des composantes dans ce plan, et les surfaces équipotentielles coupent le plan de symétrie à angle droit ; c'est pourquoi, dans la cuve électrolytique, le courant qui passe perpendiculairement au plan de symétrie doit être nul, et si la surface de l'électrolyte coïncide avec ce plan, le fait qu'une partie des électrodes ne se trouve pas au-dessus du liquide n'entraîne aucune modification du potentiel véritable à l'intérieur de la cuve. Dans ce cas, l'explorateur glisse le long de la surface du liquide et permet de déterminer la répartition du potentiel dans le plan de symétrie. Pour les systèmes à symétrie axiale, tout plan contenant l'axe est plan de symétrie.

A titre d'illustration, on a représenté sur les fig. 5.1 et 5.2 les répartitions du potentiel obtenues par la méthode de la cuve électrolytique pour des électrodes cylindriques de diamètres respectivement égaux et différents.

Le dessin des surfaces équipotentielles obtenues à l'aide de la cuve électrolytique peut être utilisé pour construire approximative-

ment les trajectoires des électrons dans le champ étudié par application successive de la loi de réfraction aux surfaces voisines, comme il a été fait au § 2. Naturellement, une telle approche bien que très avantageuse est très encombrante et ne fournit pas la précision nécessaire. Les méthodes grapho-analytiques actuelles sont bien

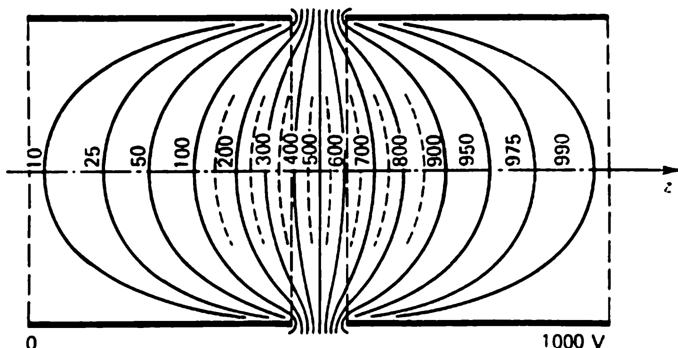


Fig. 5.1. Répartition du potentiel dans l'espace compris entre deux cylindres de même diamètre (prise dans une cuve électrolytique)

plus perfectionnées et permettent, grâce à la carte équipotentielle trouvée expérimentalement, de construire les trajectoires avec une précision voulue. Toutefois, l'étude de cette question se rapporte à des problèmes particuliers d'optique électronique et doit être laissée de côté. Remarquons simplement que, parallèlement à la

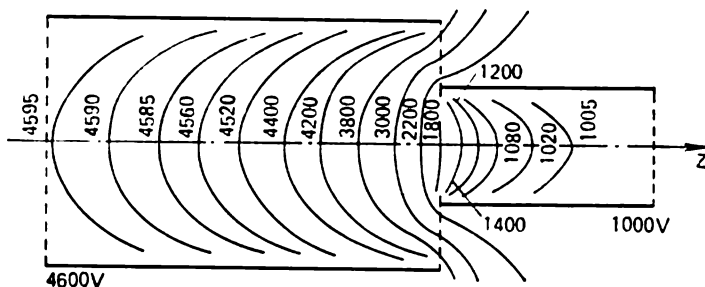


Fig. 5.2. Répartition du potentiel dans l'espace compris entre deux cylindres de diamètres différents (prise dans une cuve électrolytique)

méthode grapho-analytique, la méthode dite du modèle élastique s'avère parfaitement efficace. Cette méthode repose sur l'identité entre la trajectoire d'une petite boule soumise à la pesanteur et roulant sur une toile élastique tendue, recourbée sur des électrodes en relief dont la hauteur est proportionnelle à leur potentiel, et celle d'une particule chargée qui se déplace dans un champ électrostatique entre ces mêmes électrodes. En éclairant une petite boule métallique

brillante par de vifs éclairs de lumière et en photographiant sa position après un intervalle de temps déterminé, on peut obtenir d'assez bons renseignements sur le caractère du mouvement de la boule sur le modèle et, par suite, sur le mouvement de la particule dans le champ étudié.

§ 6. QUELQUES APPAREILS ÉLECTRONIQUES À CHAMPS ÉLECTRIQUES

Nous allons dans ce paragraphe examiner quelques exemples simples de mouvement de particules chargées dans divers appareils électroniques. Certains d'entre eux sont l'illustration du matériel théorique introduit aux paragraphes précédents, d'autres sont intéressants en eux-mêmes. Pour des raisons de place, il faudra faire une stricte sélection parmi le riche matériel qu'offre dans cette direction l'électronique technique moderne. Certains systèmes optiques électroniques, tels que le microscope électronique ou le spectrographe de masse, seront étudiés plus tard, lorsqu'on aura caractérisé le mouvement des particules chargées dans les champs magnétiques. mais beaucoup de réalisations intéressantes et importantes ne seront même pas mentionnées.

Projecteur électronique

Le projecteur est l'un des appareils électroniques les plus simples. Au centre d'un ballon de verre ou de quartz, recouvert intérieurement d'une mince couche d'une substance fluorescente disposée sur une enveloppe conductrice, on place une pointe de tungstène. On obtient cette pointe en décapant un morceau d'un fil très fin, soudé au centre d'une boucle de fil fixée à des entretoises plus lourdes (fig. 6.1). Si l'on choisit correctement le régime du décapage du fil, le rayon de courbure de la pointe peut être ramené à quelques centaines d'angstrœms. Entre la pointe et l'écran fluorescent on applique une différence de potentiel de 2-3 kV. La construction décrite se rapproche de celle d'un condensateur sphérique, et l'intensité du champ électrique au voisinage de la surface de la pointe atteint dans ces conditions des centaines de millions de volts par centimètre (en fait, $E \approx \approx \Delta U/r$, ce qui pour $\Delta U = 2\cdot 10^3$V et $r = 500$ Å donne $E = = 4\cdot 10^8$ V/cm).

Pour comprendre la suite, il faut ouvrir une courte parenthèse. Les électrons sont retenus à l'intérieur du métal par des forces électriques et ne peuvent d'eux-mêmes en sortir. On observe une émission électronique si le métal est éclairé (effet photo), chauffé (émission thermo-électronique), bombardé par des électrons rapides ou des ions (émission secondaire). Dans de tels cas, l'énergie nécessaire est communiquée aux électrons du métal par une source extérieure; si elle s'avère suffisante pour vaincre la barrière potentielle à la surface, on observe alors une émission d'électrons.

A côté des types d'émission que nous venons de rappeler, il existe encore un cas particulier d'émission d'électrons par les corps solides, appelée auto-émission. La largeur de la barrière potentielle qui existe à la surface du métal et empêche la sortie des électrons est illimitée s'il n'y a pas de champ électrique dans le vide à la surface du métal ou si celui-ci est un champ ralentisseur; la largeur de cette barrière diminue lorsque existe un champ accélérateur. Plus grande est l'in-

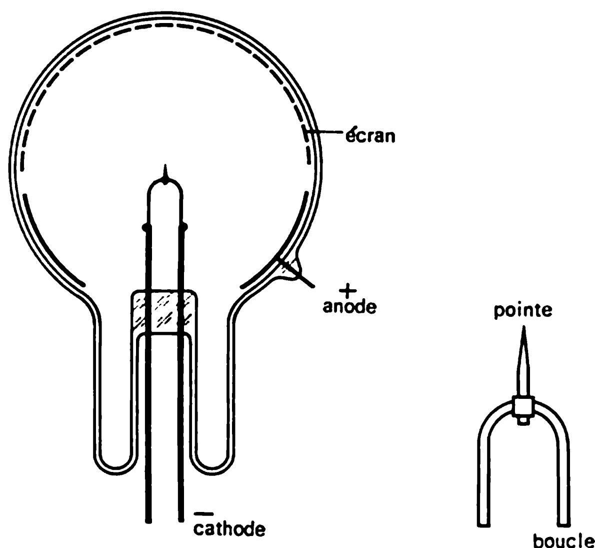


Fig. 6.1. Projecteur électronique

tensité E du champ, plus étroite est la barrière. Comme on le voit sur la fig. 6.2, la largeur δ de la barrière et l'intensité du champ sont liées par la relation

$$\delta = \Delta W / eE, \qquad (6.1)$$

où ΔW est la hauteur de la barrière, comptée à partir de l'énergie totale de l'électron à l'intérieur du métal. Du point de vue de la mécanique classique, l'électron, indépendamment de l'épaisseur de la barrière, qui possède à l'intérieur du métal une énergie totale inférieure à la hauteur de la barrière, ne peut en aucun cas quitter le métal et sortir dans le vide.

La situation est autre en mécanique quantique: en raison de l'existence d'un processus ondulatoire inhérant à l'électron en mouvement, le passage de l'électron à travers la région interdite s'avère possible en mécanique ondulatoire. Exactement de la même façon, en optique ondulatoire, l'énergie lumineuse peut pénétrer, dans les conditions de réflexion intérieure totale, dans un milieu dont l'indice de réfraction est plus faible. Dans le cadre de l'optique géométrique

ce processus est absolument exclu. L'analogie va encore plus loin. De même que, dans l'optique ondulatoire, l'intensité du flux de l'énergie lumineuse qui pénètre à l'intérieur d'un milieu moins réfringent diminue avec la distance selon une loi exponentielle, de même, dans le cas de l'auto-émission la probabilité pour que les électrons franchissent la barrière diminue avec son épaisseur suivant la même loi. Le calcul fournit la formule suivante pour l'intensité du courant j dans le cas de l'auto-émission

$$j = C_1 E^2 \exp(-C_2/E), \quad (6.2)$$

où C_1 et C_2 sont des constantes qui dépendent des propriétés du métal (en particulier, C_2 est proportionnelle au travail de sortie du métal à la puissance 3/2). Pour la plupart des métaux, la probabilité pour que les électrons franchissent la barrière et, par conséquent, le courant de l'auto-émission atteignent des valeurs mesurables pour une intensité du champ de l'ordre de 10^7 V/cm.

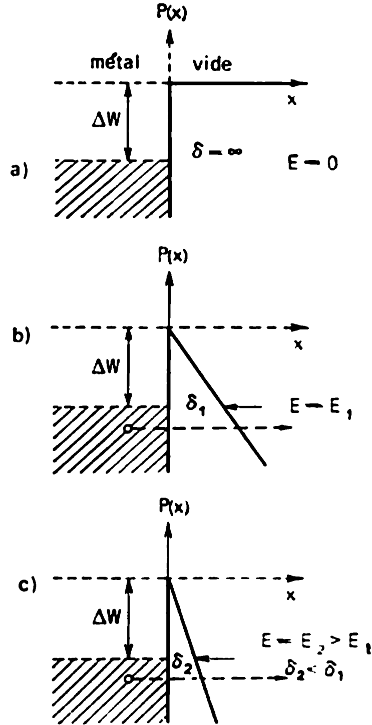


Fig. 6.2. Auto-émission. Variation de la largeur de la barrière potentielle en fonction de l'accroissement de l'intensité du champ électrostatique. $P(x)$: énergie potentielle de l'électron

Les chiffres indiqués montrent que dans le projecteur électronique une auto-émission intense doit se produire à partir de la surface de la pointe. Les électrons émis par la pointe acquièrent une accélération radiale sous l'action d'un champ électrique intense et bombardent l'écran fluorescent. L'éclairement de l'écran est proportionnel à la densité du courant électronique. A son tour, la densité du courant sur la partie donnée de l'écran est entièrement déterminée par la densité du courant de l'auto-émission primaire issu de l'élément correspondant de l'émetteur. On obtient finalement une répartition de l'éclairement de l'écran qui reproduit à grande échelle la répartition locale de l'auto-émission. Evidemment, le coefficient du grossissement m est déterminé par le rapport du rayon du ballon qui porte l'écran au rayon de courbure de la pointe, i.e.

$$m = R/r. \quad (6.3)$$

Pour les valeurs $R = 5$ cm et $r = 500$ Å, le grossissement atteint le chiffre impressionant de 10^6. Sur les fig. 6.3a et 6.3b, on montre

à titre d'illustration une série de photographies indiquant la répartition de l'éclairement de l'écran pour des pointes de différentes matières.

Il se pose la question naturelle de savoir pourquoi l'auto-émission varie pour des parties différentes de la surface émettrice. Il

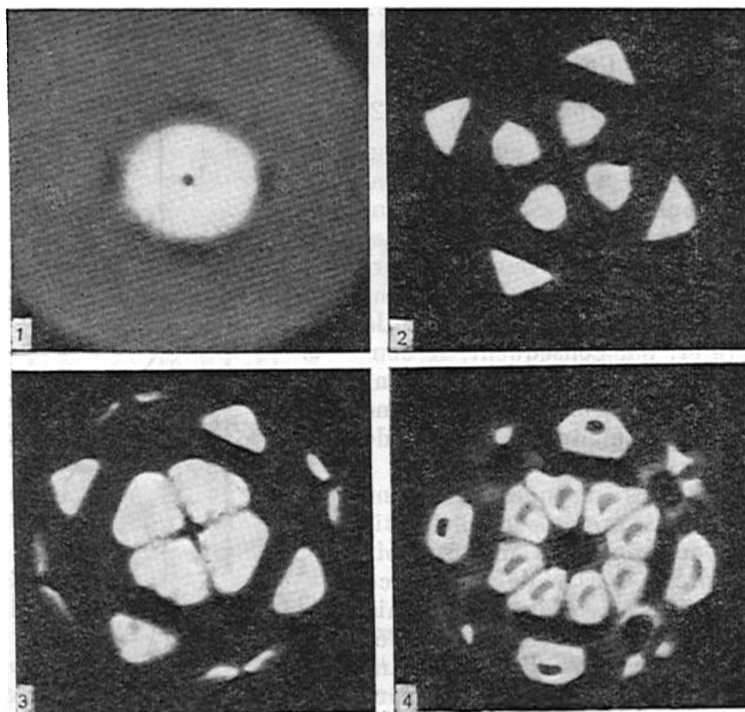


Fig. 6.3a. Image de microscopie électronique d'une pointe de tungstène thorifère à différents stades d'activation de la surface de W par Th. 1) Tungstène pur (après chauffage à 2800 °K). 2) Stade initial de l'activation (après chauffage de la pointe à 2600 °K pour désoxyder l'oxyde de thorium dans l'épaisseur du tungstène avec un chauffage ultérieur de courte durée à la température de 2000 °K ; une partie du thorium désoxydé se diffuse à la surface du tungstène). 3) Stade suivant de l'activation (chauffage à 2000 °K durant 13 mn. La diffusion en volume du Th vers la surface de W se poursuit toujours). 4) Revêtement optimal du Th sur W, à la suite de la migration superficielle (après chauffage à la température constante de 1800 °K pendant deux heures)

y a plusieurs raisons qui expliquent ce phénomène. Tout d'abord, par suite de l'échauffement, la pointe se cristallise et perd sa forme sphérique pour prendre la forme polyédrique qui correspond à la structure cristalline du métal dont est constituée la pointe. A la suite de ce changement de forme de la pointe, l'intensité du champ le long de sa surface cesse d'être constante: elle augmente sur les

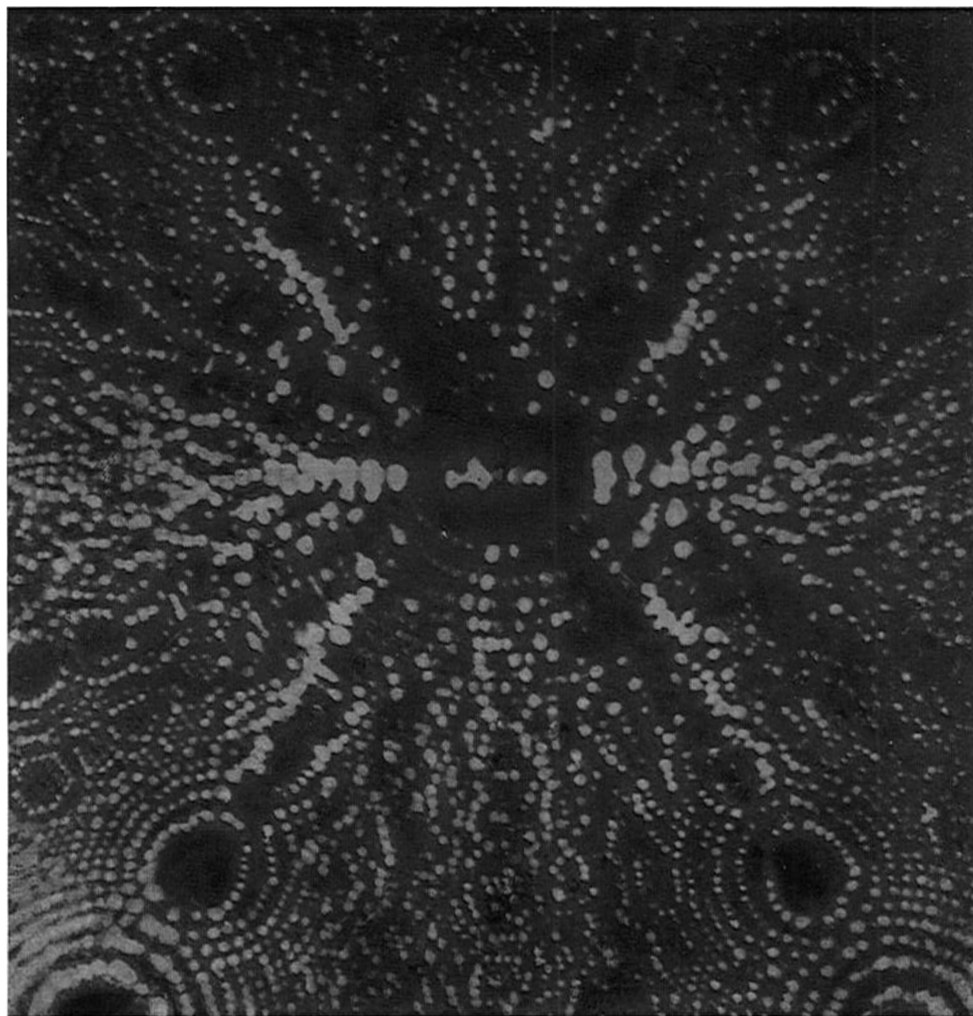


Fig. 6.4. Photographie en couleurs de la pointe de tungstène obtenue à l'aide d'un projecteur ionique

arêtes et les sommets de ce polyèdre. En outre, il faut tenir compte de ce que le travail de sortie de l'électron n'est pas le même selon les faces du cristal de métal considéré. Comme il résulte de la formule (6.2), ces deux raisons doivent amener un changement sensible de l'intensité de l'auto-émission, même si les variations du champ électrique et du travail de sortie sont petites. La symétrie du tableau

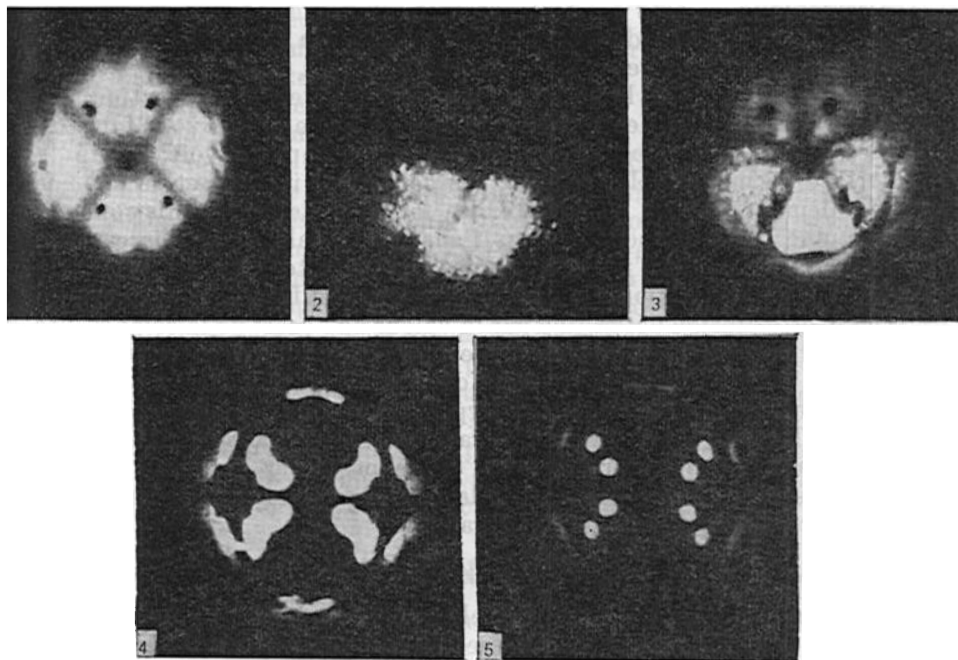


Fig. 6.3b. Image de microscopie électronique d'une pointe de molybdène sur laquelle on a déposé du thorium provenant d'une source extérieure. 1) Molybdène pur. 2) Sur une partie de la pointe on a déposé une couche épaisse de Th. 3) Couche de Th commence à migrer sur la surface (après chauffage à 1000 °K). 4) Revêtement superficiel de Th diminue à la suite de la diffusion du Th à l'intérieur du Mo ou de la formation d'un alliage de deux métaux (après chauffage à 1000-1300 °K). 5) Revêtement diminue considérablement à la suite de l'évaporation ou de l'interdiffusion (après chauffage à 1700 °K)

d'éclairement que l'on obtient sur l'écran (cf. fig. 6.3a et 6.3b) montre concrètement l'influence de la structure cristalline sur la répartition de l'émission.

Ainsi, le projecteur électronique permet d'examiner et d'étudier la microstructure métallique de la surface, en mettant en jeu de très grandes valeurs de grossissement. Une série de photographies successives de l'éclairement au cours du processus de traitement thermique de la pointe permet de suivre le changement de structure cris-

talline du métal donné. Si l'on considère à la surface de l'émetteur des atomes d'impuretés, par exemple des atomes de métaux alcalins, dont l'adsorption fait sensiblement varier le travail de sortie des électrons du métal de base, on peut juger des processus de migration superficielle de ces atomes de la façon dont l'adsorption dépend des directions cristallographiques, etc.

Arrêtons-nous brièvement sur le pouvoir séparateur du projecteur électronique. A côté des facteurs technologiques et « électrotechniques » (granulosité de l'écran, fluctuations de l'émission dues à la stabilité infsuffisante de la haute tension, etc.), la netteté de l'image est déterminée par l'aberration chromatique et la diffraction des électrons. Dans la description schématique que nous avons faite du mécanisme du projecteur, on a supposé qu'après avoir quitté la surface du métal l'électron n'a pas de vitesse initiale et se déplace radialement suivant une droite. En fait, les électrons émis connaissent une faible dispersion dans l'énergie initiale, et le faisceau des trajectoires issues d'un même point de l'émetteur ne donne pas un point sur l'écran, mais un spot légèrement diffus. Le diamètre du cercle de diffusion déterminé par la valeur de l'écart de la composante tangentielle de la vitesse initiale peut être évalué en considérant que les trajectoires électroniques dans un champ de forces centrales sont, dans le cas envisagé, des hyperboles (on obtient des ellipses de Kepler lorsqu'on a des forces attractives et une énergie totale négative ; dans le projecteur l'électron est repoussé par la pointe chargée négativement). Le calcul fournit la formule suivante pour le diamètre du cercle de diffusion sur l'écran :

$$d = 4R\sqrt{U_0/U}\ ; \tag{6.4}$$

ici U_0 est la différence de potentiel qui traduit la dispersion dans les valeurs tangentielles de la vitesse, U est la différence de potentiel appliquée au projecteur. Le pouvoir séparateur de l'appareil sera déterminé par le diamètre du cercle correspondant sur l'émetteur, i.e. par la grandeur

$$\delta = 4r\sqrt{U_0/U}.$$

Le mécanisme de diminution du pouvoir séparateur résultant de la diffraction électronique est exactement analogue en son principe à celui des instruments optiques ordinaires. Ces deux raisons n'amènent certaines restrictions que si l'on passe à l'analyse détaillée à l'échelle des dimensions atomiques.

Remarquons pour conclure que l'on a récemment construit des appareils dans lesquels de telles restrictions sont considérablement surmontées. Supposons que dans une région voisine de la pointe arrive, en régime d'émanation moléculaire, un mince faisceau d'atomes d'hélium et que la pointe soit chargée positivement par rapport à l'écran, en sorte que les conditions d'apparition de l'auto-émission ne soient pas remplies. Les atomes d'hélium qui tombent au voisinage immédiat de la pointe se trouvent dans un champ électrique

immense ; si l'intensité du champ électrique fait naître la chute du potentiel, sur la longueur du diamètre de l'atome, d'une valeur égale au potentiel d'ionisation, alors l'atome peut s'ioniser dans le champ électrique. L'ion ainsi apparu sera accéléré en direction de l'écran et, en bombardant ce dernier, il le fera fluorescer. La formation d'une image contrastée vient, dans ce cas, de ce que les conditions d'ionisation des atomes d'hélium au voisinage des arêtes de la pointe cristalline sont différentes suivant le relief microscopique. En utilisant cette méthode on arrive à observer les détails d'un relief aux dimensions atomiques. Une masse des ions d'hélium plus grande que celle de l'électron (environ 8000 fois plus grande) fait diminuer la longueur de l'onde broglienne et, par suite, la diffusion de diffraction. Si l'on refroidit tout l'appareil dans de l'hydrogène liquide, on diminue les vitesses initiales et l'aberration de diffusion.

La fig. 6.4 représente la photographie en couleurs de la structure d'une pointe de tungstène que l'on obtient avec un projecteur électronique du type indiqué. La photographie a été prise deux fois : dans la lumière rouge (la première fois) et dans la lumière verte (la seconde). Les détails de la structure atomique qui n'ont pas varié au cours de deux clichés ont été photographiés les deux fois et colorés en jaune. Les atomes ayant quitté leurs positions dans le réseau cristallin dans l'intervalle qui sépare les deux clichés, n'ont été pris que sur la première photographie et colorés en rouge. Les atomes qui se sont à nouveau condensés sur les parties saillantes du cristal n'ont été fixés que sur le second cliché et colorés en vert.

Amplificateur de lumière (transformateur électronique-optique)

Cet appareil, inventé il y a environ 40 ans, est actuellement utilisé dans une série d'appareils de télévision, d'une part, et, d'autre part, en tant qu'appareil indépendant qui transforme l'énergie lumineuse d'une région spectrale dans une autre et permet d'augmenter la luminosité des objets observés.

On a représenté sur la fig. 6.5 le schéma de construction du transformateur électronique le plus simple. On fait le vide dans un récipient ayant la forme de deux tubes mis l'un dans l'autre. On met une photocathode semi-transparente et un écran fluorescent à l'intérieur du récipient, au fond des tubes, comme il est indiqué sur la figure. Entre la cathode et l'écran on applique une différence de potentiel de 10-15 kV. Une fois éclairée, la photocathode devient une source d'électrons. Sous l'action d'un champ accélérateur, les photo-électrons se dirigent vers l'écran, le bombardent et le font ainsi fluorescer. Si l'on projette l'image d'un objet quelconque à la surface de la photocathode, l'émission photo-électronique produite par chaque point de la cathode sera proportionnelle à l'éclairement de ce point. L'image électronique qui apparaît correspondra exactement à la répartition de la lumière et de l'ombre sur la photocathode et, portée à l'écran, elle redevient une image lumineuse.

Evidemment, sous cette forme, le processus que nous avons décrit n'a pas grand sens, puisque la seconde image optique sera une réplique moins nette, moins contrastée et moins colorée de la première. Si pourtant la première image a été obtenue par des rayons invisibles à l'œil, par exemple des rayons infrarouges, alors l'appareil considéré jouera effectivement le rôle de transformateur et transformera l'image invisible à l'œil en une image lumineuse sur l'écran. Une autre possibilité fort importante pour la technique des appareils de télévision consiste à pouvoir dévier l'image électronique intermédiaire d'une façon plus facile que celui optique. On peut enfin amplifier l'image électronique intermédiaire, ce qui ouvre la perspective d'améliorer la netteté de l'image lumineuse, i.e. fournit la solution du problème en principe insoluble dans le cadre de l'optique classique.

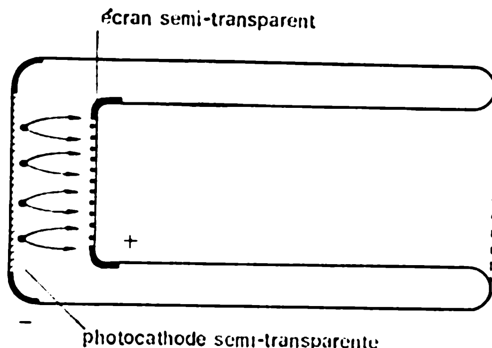


Fig. 6.5. Représentation schématique du transformateur électronique-optique simple

Arrêtons-nous à la question de la qualité de l'image dans le transformateur électronique-optique.

Le pouvoir séparateur de l'image obtenue sur l'écran s'avère, dans cet appareil lui aussi, limité à cause de l'action de l'aberration chromatique. La dispersion des énergies initiales des photo-électrons atteint, selon l'équation d'Einstein pour l'effet photo, 0,5-1,0 eV dans la région visible du spectre; par suite, la source ponctuelle d'électrons à la cathode se projette sous forme d'un petit spot sur l'écran. Les trajectoires des électrons dans un champ uniforme sont des paraboles, et un calcul simple conduit à la formule, exprimant le diamètre du cercle de diffusion sur l'écran, parfaitement analogue à la formule (6.4):

$$d = 4l\sqrt{U_0/U}. \qquad (6.5)$$

Ici, l est la distance de la cathode à l'écran, U_0 et U ont la même signification que dans la formule (6.4). Pour $l = 1$ cm, $U_0 = 1$ V et $U = 10^4$ V, un point de la cathode se transforme sur l'écran en un spot de diamètre 0,4 mm, i.e. la netteté de l'image est faible. On obtient des résultats bien meilleurs en utilisant une focalisation optique électronique. Le diamètre du cercle de diffusion, relatif à la cathode, est maintenant déterminé par la formule

$$\delta = U_0/E_0. \qquad (6.6)$$

Ici, E_0 est l'intensité du champ électrique au voisinage de la cathode. Pour des valeurs réelles de U_0 et de E_0 (pour un système simple

avec un champ uniforme $E_0 = U_0/l$), le pouvoir séparateur de l'appareil est bien plus grand avec focalisation. En particulier, pour $U_0 = 1$ V et $E_0 = 10^4$ V/cm, δ est égale à 1/1000 mm. Dans ce cas, le pouvoir séparateur n'est limité que par la granulosité de l'écran et d'autres facteurs qui ne dépendent pas des effets optiques électroniques.

Le système d'électrodes représenté sur la fig. 6.6 peut servir d'exemple de système optique électronique qu'on utilise pour obtenir une image dans les transformateurs. Outre une nette amélioration du pouvoir séparateur, l'utilisation de l'optique électronique permet d'obtenir sur l'écran une image plus petite de l'image projetée

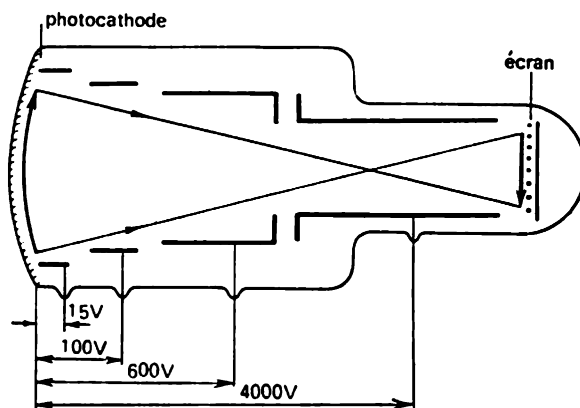


Fig. 6.6. Transformateur électronique-optique à l'image diminuée

sur la cathode. Dans ce cas, la luminosité de l'image augmente avec la densité du courant électronique, laquelle est proportionnelle au carré du rétrécissement linéaire. Les dimensions apparentes de l'image sur l'écran peuvent ensuite être à nouveau agrandies, en utilisant l'optique habituelle et sans perdre réellement en luminosité jusqu'à atteindre les dimensions initiales. Ainsi, même un tel système en apparence fort simple permet finalement de gagner en luminosité.

On peut améliorer bien plus encore la luminosité en utilisant en cascade des systèmes « de type de contact ». Sur la fig. 6.7, on a représenté schématiquement une construction de ce genre comportant deux étages d'amplification intermédiaires. Ici, la lettre K_1 représente la photocathode semi-transparente primaire, les lettres K_2 et K_3 représentent les photocathodes intermédiaires, elles aussi semi-transparentes, disposées sur l'un des côtés de fines membranes transparantes. Sur l'autre côté de chaque membrane sont disposés des écrans fluorescents M_1 et M_2. Un troisième écran est disposé sur le fond du tube. L'image électronique est transmise de chaque cathode à l'écran à l'aide d'une lentille électronique convenable.

L'image optique qui apparaît sur l'écran donne sur la cathode une image électronique qui se trouve en contact optique avec l'écran.

Expliquons comment on peut obtenir une amplification de la lumière dans un tel système. A cette fin, étudions l'un des éléments de cascade de l'amplificateur de lumière (fig. 6.8). Supposons que

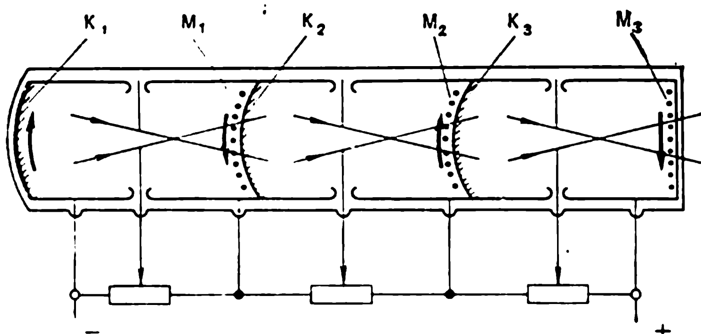


Fig. 6.7. Amplificateur de lumière à trois cascades. K_1, K_2, K_3 — photocathodes semi-transparentes; M_1, M_2, M_3 — écrans semi-transparents

la photosensibilité de la cathode soit de α ampères par lumen, que le rendement lumineux de l'écran soit de β lumen par watt et que la différence de potentiel appliquée entre la cathode et l'écran soit de U volts. Si le courant électronique qui arrive sur l'élément est égal à i_1, et si celui qui en sort est égal à i_2, alors l'amplification se fera pour

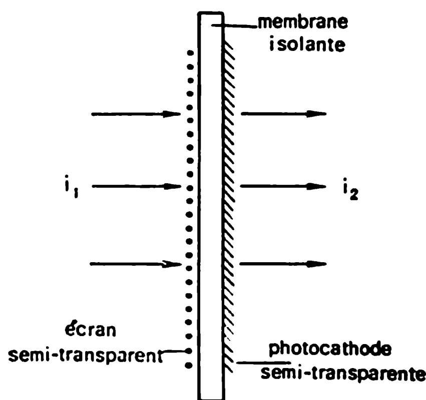


Fig. 6.8. Elément d'un amplificateur de lumière à plusieurs étages

$$i_2/i_1 > 1. \qquad (6.7)$$

Mais, comme on le comprend facilement,

$$i_2 = \alpha\beta i_1 U. \qquad (6.8)$$

Par suite, pour qu'il y ait amplification, on doit avoir la condition suivante:

$$\alpha\beta U > 1. \qquad (6.9)$$

Prenons un exemple numérique: pour une bonne photocathode de césium-antimoine semi-transparente, la valeur de α atteint $4 \cdot 10^{-5}$ A/lm, et pour un écran semi-transparent, la valeur numérique de β vaut à peu près 20 lm/W. Alors l'amplification de l'intensité sera obtenue pour $U > 2500$ V, et, par exemple, pour $U = 20$ kV, à chaque cascade l'amplification commune dans l'appareil représenté sur la fig. 6.7 doit être de l'ordre de 8^3, i.e. ≈ 500 (cet appareil

a trois cascades (étages) d'amplification : deux cascades intermédiaires et une troisième, formée par la cathode primaire K_1 et l'écran terminal M_3).

On construit actuellement des amplificateurs en cascades dont l'amplification atteint 10^5 pour une tension d'utilisation de 20 kV par cascade. La présence de plusieurs étages diminue évidemment le pouvoir séparateur de l'appareil, mais l'utilisation de membranes suffisamment fines et d'écrans au grain très fin permet d'obtenir, dans un appareil à quatre étages, un pouvoir séparateur de 10 traits par millimètre. Remarquons que pour faire disparaître la « rétroaction optique », c'est-à-dire pour protéger la photocathode précédente contre l'éclairement en retour de l'écran, on utilise un recouvrement de la surface de l'écran par une mince couche métallique, transparente pour les électrons rapides, mais opaque pour la lumière.

On trouve des applications de l'amplificateur de lumière en astronomie, en physique nucléaire et en physique du plasma. Dans le premier cas, l'application de tels systèmes ouvre de vastes possibilités lorsque l'on photographie des objets faiblement lumineux, par exemple des nébulosités lointaines extragalactiques. Dans le second cas, la combinaison d'un amplificateur de lumière et d'un cristal luminescent permet d'observer les traces de microparticules chargées isolées à l'intérieur du cristal.

L'utilisation des amplificateurs de lumière en physique du plasma est particulièrement utile lorsqu'il s'agit d'étudier des processus qui varient rapidement dans le temps. En envoyant dans l'amplificateur de lumière des impulsions, on peut extraire d'une suite d'images d'un plasma éclairé qui se succèdent rapidement celles qui présentent le plus d'intérêt.

La technique d'amplification de la lumière n'a pas encore atteint un degré de développement suffisant, mais, du point de vue des principes, le problème étudié appartient au nombre de quelques problèmes optiques fondamentaux. Si le microscope, en augmentant les possibilités de l'œil humain, permet d'observer des objets très petits, et le télescope, des objets très éloignés, l'amplificateur, lui, est destiné à étudier des objets rayonnants mais invisibles parce qu'ils émettent trop peu de lumière. On a résolu les deux premiers problèmes dans le cadre de l'optique géométrique classique ; la résolution du troisième sort des limites des possibilités de l'optique lumineuse et n'a pu être faite qu'en utilisant l'optique électronique.

Multiplicateur électronique

Les champs électriques utilisés dans les amplificateurs de lumière et les projecteurs électroniques doivent permettre d'obtenir sur l'écran des images lumineuses semblables aux images électroniques qui apparaissent sur la cathode primaire. En d'autres termes, dans les deux appareils considérés, se pose le problème de transporter et de former une image finie, optiquement semblable à l'image initiale.

A l'opposé, on n'a pas besoin, dans les multiplicateurs électroniques, de former une image optique électronique. Ici, les champs électriques doivent seulement diriger successivement les courants électroniques à l'intérieur de l'appareil d'une électrode à la suivante. De plus, les courants électroniques primaires très faibles sont amplifiés par l'émission électronique secondaire dans une série des électrodes émettrices.

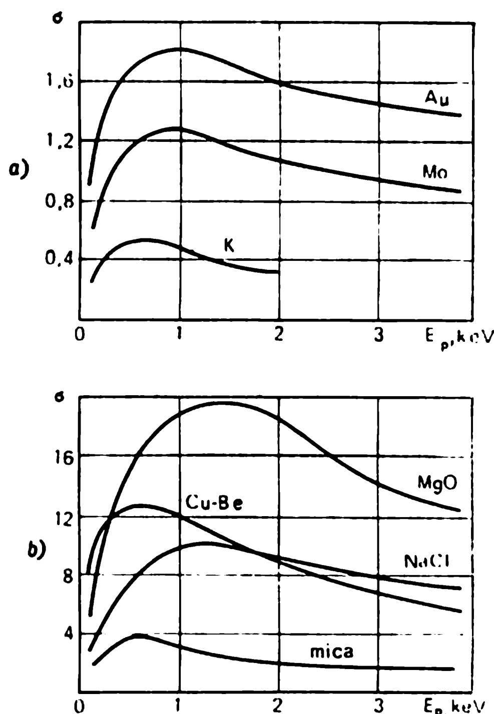


Fig. 6.9. Coefficient de l'émission secondaire en fonction de l'énergie des électrons incidents. a) Métaux. b) Diélectriques et émetteurs efficaces

Pour comprendre le mécanisme d'action de cet appareil, il est indispensable de rappeler certains faits fondamentaux concernant l'émission électronique secondaire. Lorsqu'on bombarde la surface d'un corps solide par un faisceau d'électrons primaires, cette surface commence, à son tour, à émettre des électrons secondaires lents. Le nombre d'électrons secondaires dépend, d'une part, des propriétés du faisceau d'électrons primaires : énergie, angle d'incidence, intensité, et d'autre part, des propriétés de la surface bombardée elle-même. Comme le nombre d'électrons secondaires est, en général, proportionnel à celui d'électrons primaires, on introduit, pour caractériser l'émission secondaire, une grandeur que l'on appelle coefficient d'émission secondaire σ, égal au rapport du courant secondaire au courant primaire.

La grandeur σ augmente d'abord assez rapidement avec l'énergie des électrons primaires, atteint un maximum diffus, puis commence à décroître lentement (fig. 6.9). Il est facile de comprendre les raisons d'une telle dépendance. Un électron primaire rapide, qui pénètre à l'intérieur d'un corps solide, produit lors de son parcours l'excitation et l'ionisation des atomes de substance. On sait que la perte d'énergie, ainsi que la densité de l'ionisation par unité du chemin parcouru atteignent leurs valeurs maximales à la fin du parcours. Pour une énergie de 1000 eV, la profondeur de la pénétration de l'électron primaire est de l'ordre de 10^{-5} cm. Les électrons secon-

daires lents qui apparaissent le long du trajet de l'électron primaire ne peuvent sortir que de profondeurs peu importantes, situées de la surface à une distance de l'ordre de la longueur de leur parcours. C'est pourquoi, pour déterminer l'intensité du courant secondaire et, par suite, la grandeur σ, il faut connaître le nombre d'électrons secondaires qui apparaissent exactement dans cette mince couche superficielle. Tant que l'énergie des électrons primaires est petite, presque tous les électrons secondaires n'apparaissent que près de la surface, et nombre d'électrons qui quittent l'émetteur doit augmenter avec l'énergie des électrons primaires. Lorsque l'énergie des électrons primaires continue à augmenter et que s'allonge leur parcours, la région d'ionisation maximale se déplace vers l'intérieur de l'émetteur et, bien que le nombre général d'électrons secondaires continue évidemment à croître, le nombre d'ionisations dans la couche superficielle, ainsi que le nombre d'électrons secondaires qui sortent se mettent à décroître.

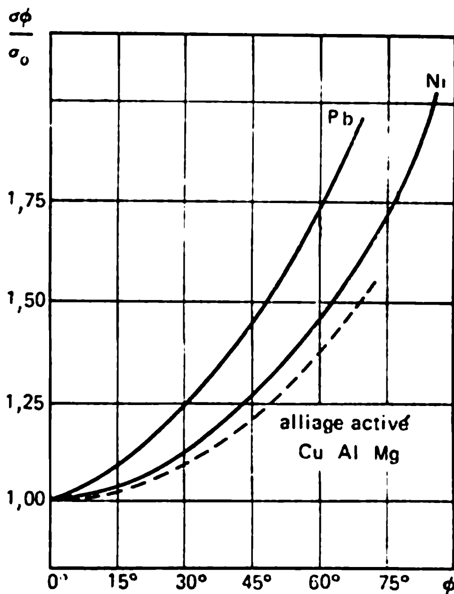


Fig. 6.10. Coefficient de l'émission secondaire en fonction de l'angle d'incidence du faisceau primaire

De manière analogue, des raisonnements simples montrent que la grandeur σ doit augmenter pour une incidence rasante du faisceau primaire. Les électrons primaires d'un faisceau oblique pénètrent à l'intérieur de l'émetteur à une profondeur moindre, tandis que les électrons secondaires apparaissent plus près de la surface et ont plus de chance de sortir à l'extérieur. Une étude expérimentale de cette question importante pour la pratique montre que l'émission secondaire augmente effectivement de 50 à 70 % lorsqu'on passe de l'incidence normale à des angles de glissement de 20-30° (fig. 6.10).

Le mouvement des électrons secondaires lents vers la surface de l'émetteur dépend beaucoup de la nature de la substance (de la question de savoir si ce mouvement se produit dans un métal, dans un semi-conducteur ou dans un diélectrique). Dans le premier cas, une interaction intense avec les électrons du conducteur doit considérablement raccourcir le parcours des électrons secondaires et, par suite, faire en sorte que seule une petite partie d'électrons secondaires puisse atteindre la frontière du métal. Dans les semi-conducteurs et

les diélectriques, les électrons secondaires ont un sort meilleur : ils doivent rencontrer bien moins d'obstacles sur leur parcours. C'est pourquoi, s'il existe des émetteurs d'électrons secondaires efficaces, il ne faut pas les chercher parmi les métaux. L'expérience confirme parfaitement les raisonnements qualitatifs précédents : pour des surfaces métalliques pures, les valeurs maximales de σ ne dépassent pas 1,5-1,7, alors que parmi les émetteurs semi-conducteurs qu'on utilise dans la pratique les valeurs ordinaires de σ_{max} sont égales

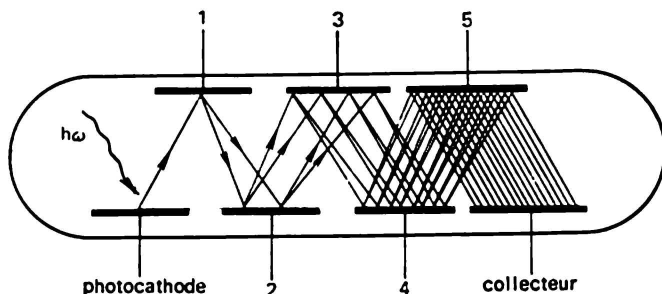


Fig. 6.11. Principe d'action du multiplicateur électronique ; 1-5 : électrodes à émission secondaire

à 10-12 (cf. fig. 6.9). Naturellement, les raisonnements qualitatifs précédents sont extrêmement schématiques et laissent de côté de nombreux aspects intéressants du phénomène ; toutefois ils sont suffisants pour comprendre la suite.

Le principe d'action du multiplicateur électronique est exceptionnellement simple. Un courant électronique faible, émis par une cathode primaire (habituellement, c'est une photocathode), est dirigé sur un premier émetteur ; les électrons secondaires y appasaissant sont accélérés en direcrion d'un second émetteur, où le processus se répète, etc. (fig. 6.11). Si le coefficient de l'émission secondaire σ pour l'émetteur donné dépasse 1, alors l'intensité du faisceau incident est multiplié, à chaque. cascade par σ. Pour n cascades le coefficient d'amplification général η est déterminé par la formule évidente :

$$\eta = \sigma^n. \qquad (6.10)$$

Pour les types d'émetteurs usuels, on obtient facilement la valeur $\sigma = 4$; pour dix cascades, le coefficient d'amplification du multiplicateur atteint alors la valeur $4^{10} \approx 10^6$, et pour 90 cascades un seul électron primaire en ferait naître 10^{54} ; pour alimenter le courant correspondant, tous les électrons de la Terre ne suffiraient pas.

Le processus d'amplification du flux électronique primaire se produit dans le multiplicateur de la façon indiquée, en supposant que les électrons passent successivement et sans exception d'une

cathode à la suivante et que le coefficient de l'émission secondaire soit le même pour toutes les électrodes. Cette dernière condition est presque remplie par une mise au point technologique identique pour tous les émetteurs et par la donnée de tensions égales entre eux. Il est facile de réaliser la première condition en donnant aux émetteurs une forme convenable. Deux configurations de systèmes d'électrodes sont largement répandues. Dans l'une d'elles, on donne aux

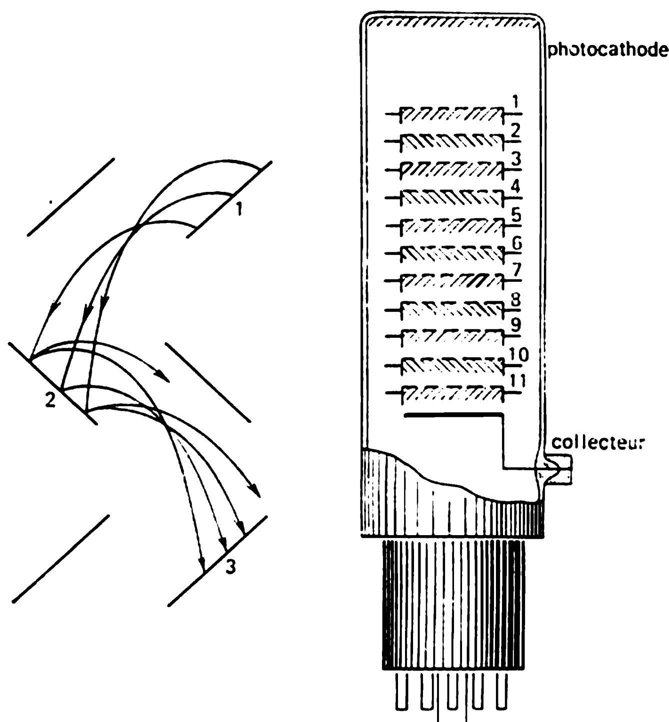


Fig. 6.12. Multiplicateur dont les électrodes à émission secondaire ont la forme de jalousies; les trajectoires électroniques (*à gauche*). *1-11* : électrodes émettrices

émetteurs la forme de jalousies (fig. 6.12); dans la seconde, les émetteurs ont la forme d'augets (fig. 6.13). Les surfaces équipotentielles et les trajectoires électroniques que l'on obtient entre les émetteurs dans le système en augets sont représentées sur la fig. 6.14. Ce tableau a été obtenu à la suite d'une étude de la construction donnée des électrodes sur un modèle mécanique à toile de caoutchouc, comme on le décrit au § 5. La modélisation montre qu'un électron qui sort d'un point de l'émetteur tombe sur l'émetteur suivant en un point situé plus près de la partie centrale de l'électrode. Ainsi, dans le processus de multiplications successives, les flux électroniques sont de plus en plus concentrés. Dans les dernières

cascades, lorsque les flux qui sortent sont intenses, commence à se faire sentir l'influence d'une charge spatiale freinant la compression du faisceau ; mais ici aussi le flux électronique ne sort pas des limites de l'émetteur et il n'y a pas de perte d'électrons. Dans les multiplicateurs électroniques munis d'un système d'électrodes de type de

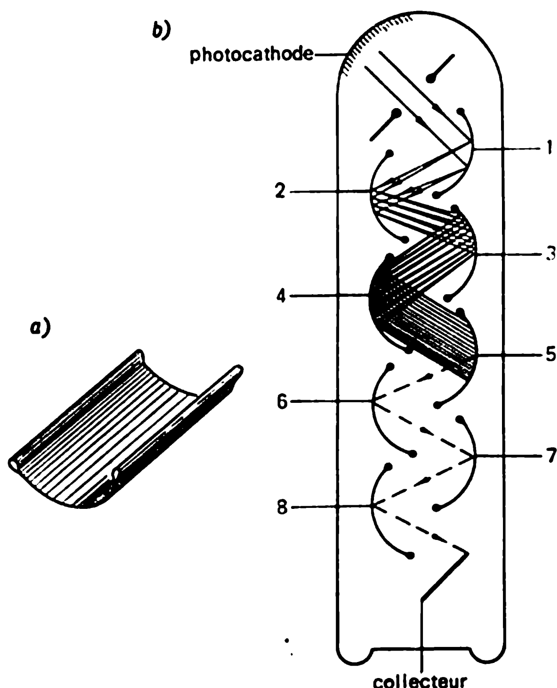


Fig. 6.13. Multiplicateur dont les électrodes à émission secondaire ont la forme d'augets. a) Forme de l'électrode émettrice. b) Disposition du système d'électrodes. *1-8* : électrodes émettrices

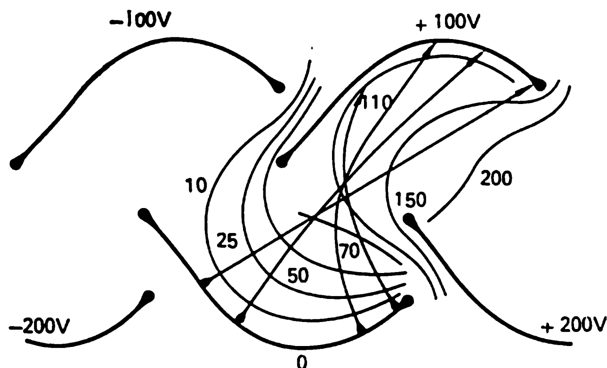


Fig. 6.14. Surfaces équipotentielles et trajectoires électroniques dans un multiplicateur dont les émetteurs ont la forme d'augets

jalousies, on arrive aussi à rassembler à la surface de l'émetteur un courant suffisamment intense d'électrons et à faire en sorte que les électrons franchissent succesivement toutes les cascades de multiplication.

Les multiplicateurs modernes contiennent habituellement 10-13 cascades et, pour une tension générale de 1000-3000 V, les courants primaires sont multipliés par 10^6-10^7. Ainsi, à l'aide d'un petit appareil à vide, on arrive par des moyens simples, sans utiliser aucun appareillage supplémentaire, à amplifier énormément des photocourants très faibles. Le multiplicateur électronique, étant un appareil à vide, diffère avantageusement, par sa très faible inertie, de toutes les installations photo-électriques renfermant des appareils à gaz.

Les applications du multiplicateur sont nombreuses et variées; pourtant il existe deux branches de la physique où leur utilisation s'est avérée particulièrement fructueuse: la spectroscopie et la physique nucléaire.

L'intensité de la lumière spectralement décomposée est souvent très petite et impossible à enregistrer photographiquement; c'est pourquoi l'application des multiplicateurs électroniques présente

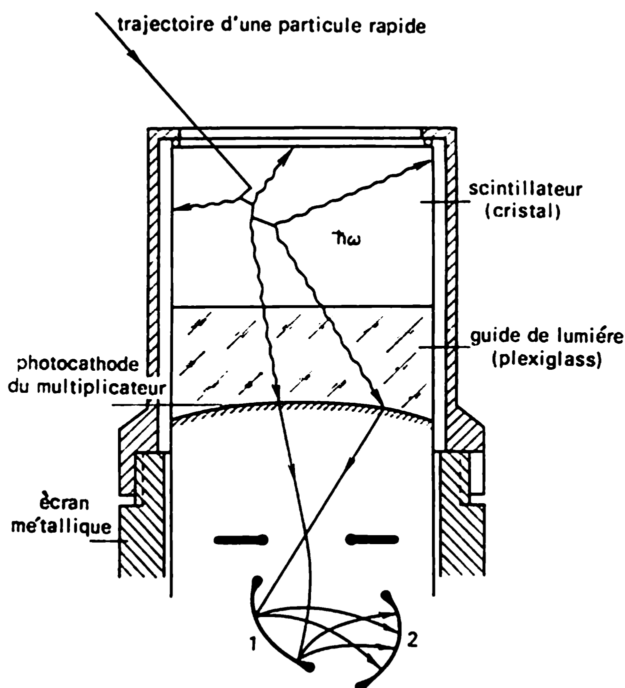


Fig. 6.15. Schéma d'un compteur à scintillation avec un guide de lumière entre le cristal et la cathode du multiplicateur. *1*, *2*: électrodes émettrices

ici un avantage inappréciable. D'autre part, lorsqu'on effectue des recherches spectrales, on a souvent besoin d'observer des changements rapides d'intensité d'une raie quelconque ou d'une partie d'un sprectre continu ; dans ce cas, l'inertie minime du multiplicateur facilite les observations.

En physique nucléaire, on utilise les multiplicateurs tant pour compter les particules que pour déterminer leur énergie. La combinaison d'un multiplicateur électronique et d'un luminophore, qu'on appelle compteur à scintillation, sert d'instrument enregistreur. Une particule rapide qui passe à travers le luminophore y produit les processus d'ionisation et d'excitation. L'excitation ainsi apparue est supprimée au bout d'un petit moment au moyen d'une émission de photons. La durée de cet éclair luminescent (scintillation) est extrêmement courte (quelques nanosecondes) si l'on utilise des cristaux organiques (naphtaline, anthracène, stylbène) ou des matières plastiques luminescentes. L'éclair lumineux est enregistré par la photocathode du multiplicateur qui se trouve dans le compteur à scintillation en contact optique avec le cristal (fig. 6.15). La faible durée de l'éclair permet d'enregistrer les particules avec une très grande rapidité. Si le parcours de la particule ne dépasse pas les limites d'un cristal, la grandeur de l'éclair lumineux est, dans un grand intervalle de l'énergie, fonction monotone et, d'une façon approximative, linéairement croissante de l'énergie. Cela permet d'utiliser de tels appareils non seulement comme compteurs, mais aussi comme spectromètres à scintillation.

Oscillographe électronique

Si une grandeur physique quelconque — température, pression, faisceau lumineux — varie rapidement en fonction du temps et peut être transformée en impulsions électriques, alors ces impulsions peuvent à leur tour être enregistrées pratiquement sans altération sur l'écran d'un oscillographe.

L'oscillographe électronique se compose de trois éléments fondamentaux suivants : 1) un projecteur électronique, ou « canon à électrons », qui forme un faisceau électronique fin et intense, 2) un système de déflexion qui commande les déviations horizontale et verticale des rayons électroniques et 3) un écran fluorescent qui étant bombardé par le faisceau électronique permet d'observer, visuellement ou par la photographie, les variations du rayon électronique et les fluctuations de son intensité.

Commençons par expliquer dans les grandes lignes comment se fait, à l'aide de l'oscillographe, l'enregistrement de grandeurs qui varient rapidement en fonction du temps ; nous nous arrêterons ensuite aux propriétés optiques électroniques du projecteur, partie la plus intéressante de l'appareil.

Les impulsions électriques, qui décrivent la variation dans le temps de la grandeur étudiée, arrivent sur le système de déflexion

constitué de deux couples de plaques de condensateur orientées à angle droit l'une par rapport à l'autre (fig. 6.16). Un rayon électronique qui passe entre les plaques subit, sous l'action des champs électriques, une déflexion dans deux plans respectivement perpendiculaires. Supposons, pour fixer les idées, que les impulsions étudiées arrivent sur les plaques de déflexion verticale du rayon sur l'écran. Si le capteur transformant la variation de la grandeur étudiée en des variations de la tension (multiplicateur électronique, thermo-élément, bolomètre, capteur piézo-électrique ou de capacité, etc.) est l'élément linéaire d'un circuit électrique, alors les déflexions verticales du rayon électronique sur l'écran de l'oscillographe seront, à chaque moment donné, proportionnelles à la grandeur mesurée. La diffé-

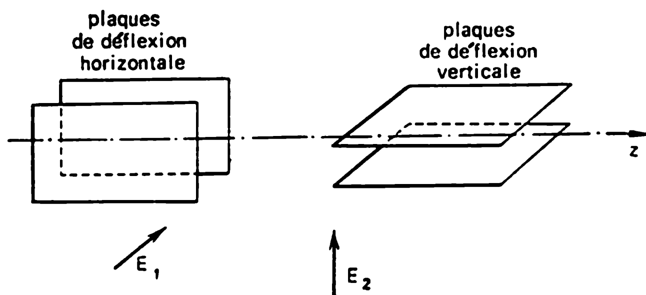


Fig. 6.16. Système de déflexion d'un oscillographe électronique

rence de potentiel sur le second couple de plaques détermine la déflexion horizontale du rayon. Supposons que cette grandeur varie, à l'aide d'un schéma correspondant, proportionnellement au temps et de manière synchrone par rapport au processus étudié. Alors le rayon électronique décrit une courbe qui représente la variation du processus dans le temps. En d'autres termes, il se produit une développée temporelle du phénomène étudie *).

Lorsqu'on étudie une seule fois le phénomène qui se passe, l'impulsion de la déflexion horizontale doit aussi être unique. En règle générale, l'intensité du courant dans le rayon de l'oscillographe, i.e. la luminosité du spot sur l'écran, augmente de manière synchrone par rapport au début du processus ; sans signal la luminosité du spot se fixe à un niveau situé plus bas que le seuil de visibilité.

Si le phénomène étudié a un caractère périodique, alors la tension de balayage (déflexion horizontale du rayon) varie aussi périodiquement avec la fréquence du processus observé. On peut par suite arriver

*) Pour rendre l'image décrite plus concrète on suppose que les déflexions horizontale et verticale du faisceau soient provoquées par l'action des champs électriques. En réalité, dans les oscillographes modernes une telle déflexion se fait sous l'action d'un champ magnétique, i.e. chaque couple de plaques est remplacé par celui de bobines, ce qui n'a d'ailleurs pas d'importance.

à faire se superposer les courbes obtenues sur l'écran à chaque période, et l'image observée semblera immobile.

Le projecteur électronique (fig. 6.17) est constitué des éléments fondamentaux suivants : une cathode oxydée *K*, source des électrons, une électrode *B* qui commande ou focalise et une lentille principale projectrice, formée de deux électrodes cylindriques A_1 et A_2. Le

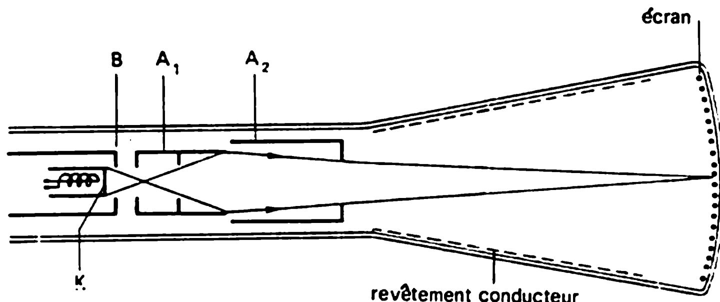


Fig. 6.17. Projecteur électronique. *K* — cathode à oxyde à chauffage indirect ; *B* — électrode de commande ; A_1 — première anode ; A_2 — seconde anode

dessin des surfaces équipotentielles, qui correspond à une répartition typique des potentiels sur les électrodes, est représenté sur la fig. 6.18. Dans l'espace situé entre la surface de la cathode et l'ouverture du premier cylindre apparaît un système de surfaces équipotentielles courbes qui exercent une forte action focalisante sur le fais-

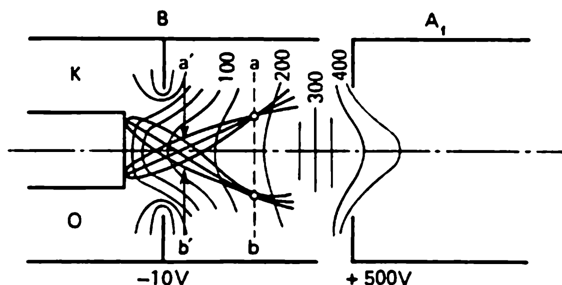


Fig. 6.18. Trajectoires électroniques au voisinage de la cathode d'un canon à électrons. Formation de cross-over dans le projecteur électronique

ceau électronique. Cette lentille cathodique forme, dans le langage des analogies optiques, un objectif d'immersion à foyer court qui donne une image réelle d'une partie de la cathode dans le plan *ab*. Pour former un faisceau électronique étroit et concentré et obtenir sur un écran éloigné un spot net, il semble au premier abord raisonnable de projeter sur l'écran une image intermédiaire de *ab* à l'aide d'une seconde lentille à foyer long. Mais l'image que l'on obtient sur l'écran sera agrandie et le spot aura des dimensions relativement

grandes ; sa netteté ne sera pas satisfaisante. En fait, on ajuste la seconde lentille du projecteur en sorte que sur l'écran apparaisse non pas une image de la cathode du canon à électrons, mais l'image du point d'intersection (cross-over) des rayons dans le faisceau, c'est-à-dire de l'endroit où sa densité est maximale (plan $a'b'$).

Expliquons cela. En optique, tout point d'un objet lumineux peut, en règle générale, être considéré comme une source de rayons qui divergent dans toutes les directions de l'espace. C'est pourquoi la section du faisceau dans l'espace des images est déterminée par les rayons qui joignent les bords de la lentille au bord de l'image. Si toutefois les points de l'objet émettent des faisceaux lumineux étroits (par exemple, une diapositive éclairée) en sorte qu'un faisceau de rayons approximativement parallèles tombe sur la lentille, alors le faisceau est rétréci entre la lentille et l'image, au voisinage du plan focal (cf. fig. 6.18). Naturellement, il n'y a aucune image en cette partie de densité maximale: c'est un endroit de croisement des rayons. Revenons à l'optique électronique du projecteur.

Les électrons qui quittent la cathode arrivent dans un champ accélérateur intense ; c'est pourquoi, bien que les vitesses thermiques initiales des électrons forment avec le plan de la cathode des angles quelconques, à une distance déjà très petite de la cathode il se forme des faisceaux coniques dont la divergence est faible. L'ouverture du faisceau (angle de demi-divergence) vaut à peu près $\sqrt{\varepsilon/U_c}$, où $e\varepsilon = kT$ est l'énergie thermique des électrons et U_c le potentiel dans le plan du cross-over. Le diamètre du cross-over vaut évidemment

$$\delta = 2f\sqrt{kT/eU_c}, \qquad (6.11)$$

où f est la distance de la cathode au cross-over. Il faut souligner que le diamètre du cross-over ne dépend pas des dimensions de la cathode. Une évaluation de la grandeur δ par la formule indiquée, pour des valeurs typiques de f, ε et U_c, conduit à des valeurs de δ de l'ordre de quelques centièmes de millimètre. Après grossissement à l'aide d'une lentille de projection, le diamètre du spot sur l'écran est égal à quelques dixièmes de millimètre, ce qui est parfaitement convenable aux applications pratiques. On suppose que l'intensité du courant dans le faisceau soit suffisamment faible (des dizaines de microampères), en sorte qu'on puisse négliger la répulsion coulombienne dans la charge volumétrique.

Arrêtons-nous brièvement sur la dernière question. Pour moduler l'intensité du faisceau on fait varier la tension U_m sur l'électrode de commande (fig. 6.19). Si l'on applique à l'électrode une tension négative importante par rapport à la cathode, alors le champ électrique sera ralentisseur le long de toute la surface de la cathode et le courant dans le faisceau sera nul. A mesure qu'augmente le potentiel, la « selle » du relief potentiel (cf. fig. 6.19) se rapproche de la cathode et la touche pour une certaine valeur de U_m. Peu après, à la surface de la cathode apparaît une petite région avec un champ

accélérateur devant elle; à ce moment-là, un courant apparaît dans le faisceau. Lorsque le potentiel continue à augmenter, une partie toujours plus grande de la cathode se met à participer à l'émission des électrons et le champ accélérateur près de la surface de la cathode

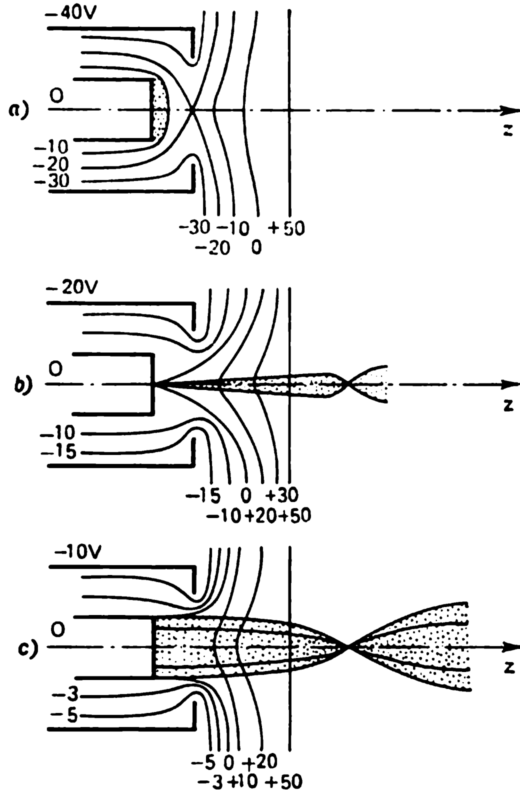


Fig. 6.19. Modulation du faisceau électronique en intensité par variation de potentiel sur l'électrode de commande

prend des valeurs de plus en plus grandes ainsi qu'augmente le courant du faisceau. D'après ce qu'on vient de dire, on voit comment se réalise dans de vastes limites la modulation du faisceau en intensité en fonction de la variation du potentiel sur l'électrode de commande.

Chapitre II

MOUVEMENT DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE

§ 7. MOUVEMENT DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE UNIFORME

Examinons le mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme; supposons qu'il n'y ait pas de champ électrique et que la vitesse initiale v_0 de la particule soit arbitrairement

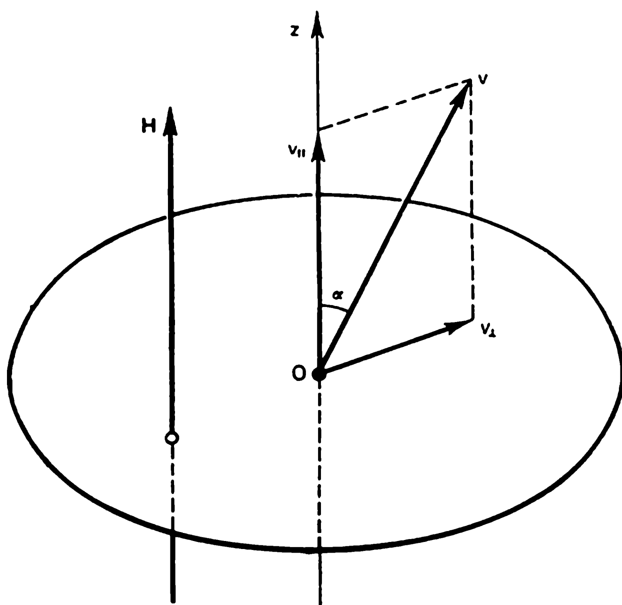


Fig. 7.1. Composantes de la vitesse initiale d'une particule se déplaçant dans un champ magnétique uniforme

orientée par rapport à un vecteur $\boldsymbol{H}$. Décomposons le vecteur vitesse initiale en une composante $v_{\parallel}$ parallèle au champ magnétique et en une composante $v_{\perp}$ perpendiculaire à ce champ (fig. 7.1). La grandeur $v_{\parallel}$ reste inchangée dans le mouvement, puisque la force de Lorentz qui agit sur une particule dans le champ magnétique n'a pas de com-

posante dirigée suivant la ligne de force. C'est pourquoi le mouvement de la particule dans le champ magnétique se décompose en deux mouvements plus simples: un déplacement uniforme le long du champ magnétique et un mouvemet dans le plan perpendiculaire. La force de Lorentz est située dans un plan perpendiculaire au champ magnétique; sa valeur est déterminée par l'égalité

$$F=\frac{q}{c}v_{\perp}H \tag{7.1}$$

et, à chaque instant, cette force est dirigée perpendiculairement à $v_{\perp}$. La force F fait tourner la composante $v_{\perp}$ de manière continue, sans changer sa valeur. Ainsi, cette force est centripète; le mouvement qui se produit sous son action dans un plan perpendiculaire au champ est décrit par l'équation

$$\frac{mv_{\perp}^2}{\rho}=\frac{q}{c}v_{\perp}H \tag{7.2}$$

et représente un mouvement uniforme sur un cercle avec la vitesse $v_{\perp}$. Ici ρ est le rayon de courbure de la trajectoire ou le rayon de la circonférence; on a évidemment

$$\rho=mv_{\perp}c/qH. \tag{7.3}$$

De la formule (7.2) résulte l'expression suivante de la période de rotation et de la fréquence angulaire:

$$T=2\pi mc/qH, \tag{7.4}$$

$$\omega=qH/mc. \tag{7.5}$$

Si un électron se déplace dans le champ magnétique, alors, après avoir fixé les valeurs numériques des constantes universelles, on obtient

$$\omega=1{,}7\cdot10^7H\ \text{rad/s}. \tag{7.6}$$

A ce propos, remarquons que, dans l'expression pour la période et la fréquence, la vitesse de la particule n'intervient pas directement. La circonférence que décrit la particule sous l'action du champ magnétique transversal est appelée habituellement *circonférence de Larmor*, et la grandeur ω *fréquence de Larmor*, du nom du physicien anglais qui a étudié le mouvement des particules chargées dans un champ magnétique.

L'addition du déplacement uniforme dans la direction du champ magnétique et de la rotation uniforme dans un plan perpendiculaire à celui-ci conduit finalement à un déplacement hélicoïdal de la particule. Le pas de l'hélice est égal à la distance que parcourt la particule dans la direction du champ lorsqu'elle effectue un tour sur la circonférence, c'est-à-dire

$$l=v_{\parallel}T=2\pi\frac{mc}{qH}v_0\cos\alpha. \tag{7.7}$$

Ici α est l'angle entre la direction de la vitesse initiale et celle du champ magnétique. La direction de la rotation constitue un système hélicoïdal lévogyre avec le vecteur $\boldsymbol{H}$ pour une charge positive et un système hélicoïdal dextrogyre pour une particule à charge négative.

Un champ magnétique uniforme exerce une action focalisante tant sur les faisceaux de particules chargées situées dans un plan perpendiculaire au champ que sur les faisceaux formant un petit angle avec la direction de la ligne de force.

Commençons par examiner le cas où les particules issues d'un point O forment un faisceau qui diverge faiblement par rapport à la ligne de force servant d'axe de faisceau (fig. 7.2). Après un temps T,

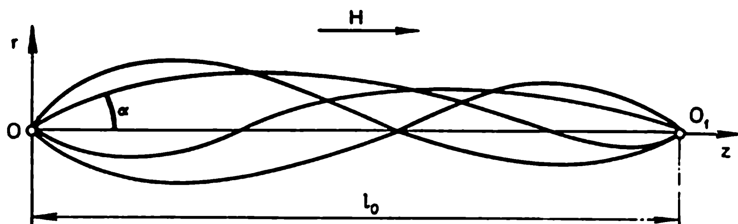


Fig. 7.2. Focalisation des particules chargées dans un champ magnétique longitudinal

toute particule issue du point O recoupe la ligne de force qui passe par ce point. La distance qu'elle parcourt alors le long de l'axe, c'est-à-dire le pas de l'hélice, est déterminée par la formule (pour un petit angle α):

$$l = 2\pi \frac{mc}{qH} v_0 \left(1 - \frac{\alpha^2}{2}\right). \qquad (7.8)$$

Ainsi, toutes les particules issues du point O à des petits angles par rapport à la ligne de force se rassemblent sur cette même ligne de force à l'intérieur d'un petit segment situé non loin d'un point O_1 distant du point O de

$$l_0 = 2\pi \frac{mc}{qH} v_0. \qquad (7.9)$$

L'action focalisante d'un champ magnétique longitudinal peut être utilisée pour obtenir une image optique électronique. Si dans un plan perpendiculaire au champ magnétique on place un objet dont tout point peut être considéré comme une source d'électrons monochromatiques à divergence angulaire faible, alors à la distance l_0 on obtiendra une image réelle droite de l'objet dont le grossissement est égal à l'unité.

Examinons maintenant le mouvement des particules dans un champ magnétique transversal. Supposons qu'un faisceau de particules ayant des vitesses identiques et dirigées perpendiculairement

au champ magnétique sorte du point A (fig. 7.3). Si la divergence angulaire du faisceau est faible, alors le faisceau de particules convergera à nouveau, après que la trajectoire ait tourné d'un angle égal à 180°. On peut faire une démonstration élémentaire de ce résultat en examinant la fig. 7.3. Si l'on désigne par ρ le rayon de la circonférence sur laquelle se déplacent les particules avec la vitesse donnée

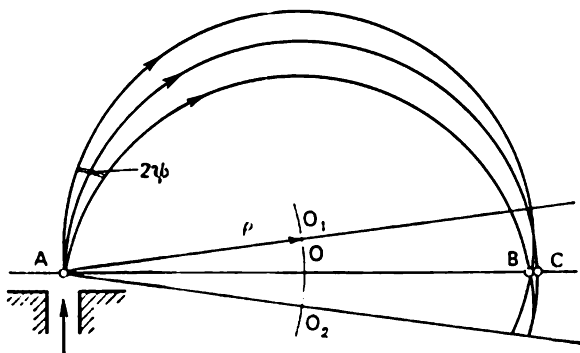


Fig. 7.3. Focalisation d'un faisceau de particules chargées dans un champ magnétique transversal uniforme

dans le champ magnétique considéré et par 2ψ l'angle d'ouverture du faisceau, on obtient

$$BC = AC - AB = 2\rho - 2\rho\cos\psi = 4\rho\sin^2(\psi/2). \quad (7.10)$$

Ainsi, l'amplitude du foyer $\Delta = BC$ pour un petit angle d'ouverture est déterminée par la formule

$$\Delta = \rho\psi^2. \quad (7.11)$$

L'action focalisante d'un champ uniforme transversal est actuellement de plus en plus utilisée en physique expérimentale et technique (spectroscopie de masse, séparation électromagnétique des isotopes, etc.). Le cas de la focalisation dans un champ magnétique, lorsque la source de particules est située hors du champ, présente un grand intérêt pratique.

§ 8. CHAMP MAGNÉTIQUE À SYMÉTRIE AXIALE. FOCALISATION À L'AIDE D'UNE COURTE BOBINE

L'étape suivante qui vient naturellement dans l'étude du mouvement des particules chargées dans un champ magnétique est l'analyse du mouvement des particules dans un champ à symétrie axiale. Comme le montre le calcul, un tel champ, tout comme un champ électrostatique à symétrie axiale, exerce une action focalisante sur un faisceau paraxial d'électrons et, par suite, peut être utilisé pour obtenir une image optique électronique. En particulier, tout solénoïde

court, appelé lentille à bobine courte, possède une action focalisante.

Exactement de la même façon qu'en électrostatique, les valeurs de la composante longitudinale du champ en un point de coordonnées (r, z) peuvent être remplacées dans la région paraxiale par les valeurs correspondantes du champ sur l'axe lui-même, i.e.

$$H_z(r; z) \approx H_z(0; z) \approx H. \qquad (8.1)$$

En appliquant le théorème de Gauss, on obtient facilement à nouveau la relation entre les composantes radiale et longitudinale du champ:

$$H_r = -\frac{r}{2}\frac{\partial H_z}{\partial z}. \qquad (8.2)$$

Toutefois, cette relation ne permet pas de conclure directement sur l'action focalisante d'un champ à symétrie axiale sur un faisceau divergent, parce que la force agissant sur l'électron du côté de la composante radiale n'est pas dirigée vers l'axe du système, mais suivant l'azimut φ. C'est pourquoi, même si la valeur initiale de la composante azimutale de la vitesse $v_\varphi = r\dot{\varphi}$ est nulle, cette composante apparaîtra forcément lorsque l'électron passera à travers la lentille. Il en résulte en particulier qu'on ne peut pas, dans l'équation du mouvement pour un champ magnétique axial, négliger le terme qui correspond à la force centrifuge.

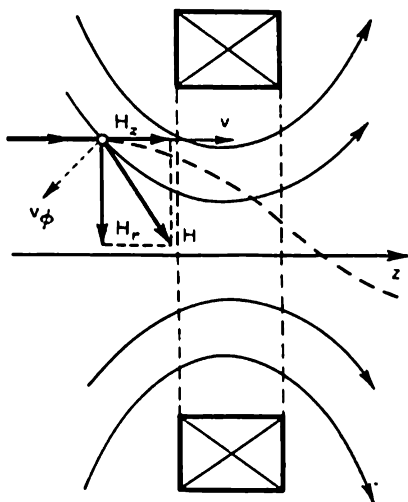


Fig. 8.1. Focalisation dans une lentille à bobine courte. La trajectoire électronique sort du plan du dessin; les pointillés représentent la projection de la trajectoire spatiale sur le plan initial (r, z)

Le mécanisme de focalisation dans une lentille à bobine courte peut qualitativement être expliqué de la manière suivante (fig. 8.1). Supposons qu'un électron entre dans la lentille en se déplaçant de gauche à droite; pour fixer les idées, nous admettons que la rotation initiale de l'électron est nulle et que sa vitesse est dirigée parallèlement à l'axe. Alors, au début du mouvement de l'électron dans le champ de la lentille, seule agira sur lui la composante H_r du champ qui le fait tourner suivant l'azimut φ (sur la fig. 8.1. cette rotation est dirigée vers l'avant, en partant du plan du dessin). Ce n'est qu'après l'apparition de la composante v_φ de la vitesse que commence à se faire sentir l'action focalisante de la lentille: à la

suite de l'interaction de v_φ et de H_z apparaît un mouvement dans la direction radiale. Comme on s'en convainc facilement, la force radiale est toujours dirigée vers l'axe, c'est-à-dire l'action du champ sera toujours focalisante, indépendamment des directions des lignes de force et de la vitesse initiale de l'électron. Tout au long de la première moitié de la lentille, le signe de la composante azimutale de la force est constant et la vitesse de la rotation v_φ va s'accroître d'une façon continue. Simultanément, en raison de l'accroissement de v_φ et de H_z, la force focalisante F_r augmentera. Lorsque l'électron est passé dans la seconde moitié de la lentille, le signe de H_r change et la vitesse de rotation se met successivement à décroître. Le signe de la force focalisante reste toutefois inchangé parce que le signe de v_φ et de H_z l'est aussi. Après le passage de l'électron à travers la lentille, la trajectoire de celui-ci se trouve déviée d'un certain angle par rapport au plan initial (r, z) et coupe quelque part l'axe une ou même plusieurs fois, en raison de l'action de la force focalisante.

On voit facilement, à partir de ce raisonnement concret bien que non rigoureux, quelles sont les singularités spécifiques des lentilles magnétiques en tant qu'éléments optiques électroniques focalisants: 1) la focalisation dans un champ magnétique s'accompagne d'une rotation de l'image et 2) tout champ magnétique axial fait converger un faisceau électronique (il n'existe pas de lentille magnétique divergente).

Déduisons maintenant l'équation formelle de la trajectoire.

La composante longitudinale de la vitesse v_z peut être remplacée dans la région paraxiale par la vitesse totale v. L'espace dans lequel se trouve la lentille magnétique est considéré comme équipotentiel et, par suite, $v = \text{const} = \sqrt{2eU/m}$. L'existence d'une composante de rotation v_φ de la vitesse oblige à tenir compte de l'accélération centrifuge.

Ecrivons les équations du mouvement dans un système de coordonnées cylindriques:

$$m\ddot{z} = -\frac{e}{c}(v_r H_\varphi - v_\varphi H_r) = \frac{e}{c} r\dot{\varphi} H_r, \tag{8.3}$$

$$m(\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2) = -\frac{e}{c}(v_\varphi H_z - v_z H_\varphi) = -\frac{e}{c} r\dot{\varphi} H_z, \tag{8.4}$$

$$\frac{d}{dt}(mr^2\dot{\varphi}) = -r\frac{e}{c}(v_z H_r - v_r H_z). \tag{8.5}$$

Transformons la dernière équation en utilisant l'égalité (8.2):

$$\frac{d}{dt}(mr^2\dot{\varphi}) = \frac{e}{c}\left(\frac{r^2}{2}\frac{\partial H_z}{\partial z}\frac{dz}{dt} + r\frac{dr}{dt}H_z\right) = \frac{e}{c}\frac{d}{dt}\left(\frac{r^2 H_z}{2}\right) \tag{8.6}$$

ou, après intégration,

$$mr^2\dot{\varphi} = \frac{e}{2c} r^2 H_z + \text{const}. \tag{8.7}$$

Supposons qu'avant son entrée dans la lentille, i.e. dans la région où $H = 0$, la composante de rotation de la vitesse initiale de l'électron soit nulle. Alors la constante d'intégration est nulle et la dernière équation (dans la suite on omet l'indice z) prend la forme:

$$\dot{\varphi} = eH/2mc. \tag{8.8}$$

L'équation (8.8) donne la vitesse angulaire de la rotation de la trajectoire électronique; comme

$$\varphi = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{d\varphi}{dz}\frac{dz}{dt} \approx v\frac{d\varphi}{dz}, \tag{8.9}$$

l'angle total de rotation de la trajectoire lors du passage de l'électron à travers la lentille est déterminé par la formule

$$\Delta\varphi = \frac{e}{2mvc}\int_A^B H\,dz. \tag{8.10}$$

En portant l'expression obtenue pour φ dans l'équation (8.4) et en passant d'une différentiation par rapport au temps à une différentiation par rapport à la coordonnée z, on obtient après des transformations évidentes

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{eH^2}{8mc^2U}r = 0. \tag{8.11}$$

Les équations (8.10) et (8.11) donnent une description complète du mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique axial. Il résulte immédiatement de la forme des formules écrites que le caractére du mouvement de la particule dépend de la quantité e/m. L'action focalisante de la lentille magnétique s'exerce différemment sur des faisceaux d'électrons et de particules lourdes passant par des différences de potentiel accélératrices identiques.

Si le champ magnétique axial est concentré dans une petite région s'étendant le long de l'axe des z et si la distance de la particule à l'axe varie peu dans cette région, en d'autres termes, si l'on peut considérer que la lentille magnétique est mince et faible, alors on trouve aisément l'expression de sa distance focale. En faisant un calcul analogue à celui fait au § 4, on obtient

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8mc^2U}\int_{-\infty}^{+\infty} H^2\,dz. \tag{8.12}$$

L'expression sous l'intégrale est notoirement positive; par suite, la distance focale de la lentille est toujours positive (rappelons que la quantité U est une différence de potentiel accélératrice, i.e. une grandeur toujours positive elle aussi). Ainsi, l'équation (8.12) confirme formellement la remarque déjà faite plus haut sur l'absence de lentilles magnétiques divergentes.

L'application pratique la plus importante des lentilles magnétiques se fait en microscopie électronique. L'un des problèmes méthodiques essentiels qui se pose pour la construction d'un microscope électronique consiste, tout comme en optique classique, en la mise au point de lentilles électroniques à foyer court. Lorsqu'on se donne le nombre d'ampères-tours d'une bobine focalisante, sa distance focale est proportionnelle à la longueur l de la partie de l'axe opti-

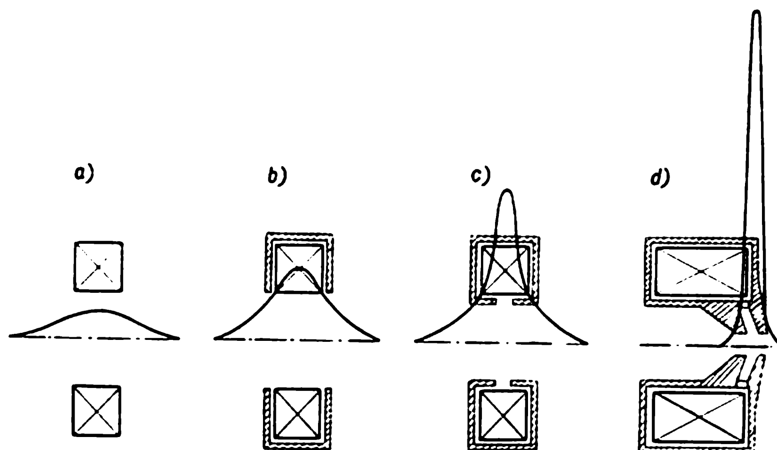


Fig. 8.2. Répartition du champ H (z) sur l'axe des lentilles magnétiques de constructions différentes: a) lentille magnétique sans fer; b, c) lentilles magnétiques à plans métalliques; d) lentille magnétique à plans métalliques à pièce polaire

que dans les limites de laquelle est concentré le champ magnétique. On s'en convainc facilement en remarquant tout d'abord que lorsqu'on s'est donné le nombre d'ampères-tours, alors

$$H \sim 1/l$$

et que, d'autre part, la distance focale est, d'après (8.12),

$$f \sim 1/H^2 l.$$

Ainsi, la quantité f est effectivement proportionnelle à la longueur du champ l sur l'axe. C'est pourquoi, pour obtenir une lentille magnétique à foyer court, il faut, dans la mesure du possible, réduire l'étendue de la région occupée par le champ. On y arrive en blindant la bobine d'une chemise de fer (fig. 8.2) à l'intérieur de laquelle on découpe une échancrure annulaire étroite. Le champ magnétique sur l'axe d'une telle bobine blindée n'est non nul qu'au voisinage de l'interstice annulaire en dehors duquel les lignes de force magnétiques se referment sur la chemise de fer.

§ 9. MICROSCOPE ÉLECTRONIQUE

L'un des résultats les plus importants du développement de l'optique géométrique électronique a été l'invention du microscope électronique. Cet appareil est destiné au même usage que son analogue optique : il sert à obtenir des images grossies d'objets invisibles à l'œil nu. Cependant, si les restrictions liées au pouvoir séparateur et conditionnées par les effets de diffraction propres au microscope classique ne permettent de considérer des objets dont les dimensions sont inférieures à 2000-3000 Å, le microscope électronique, lui, a porté la limite de séparation à quelques angstrœms. Il est très important de surmonter ces trois ordres de grandeur ; cela a rendu possible

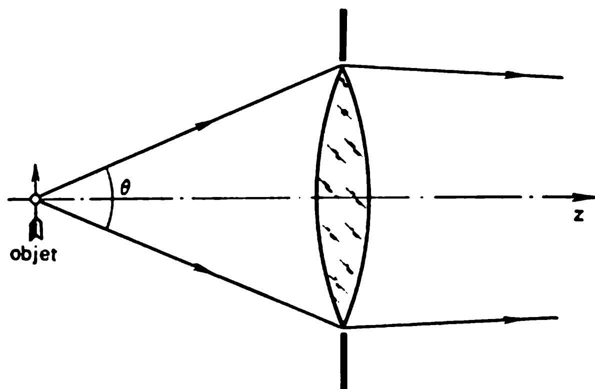


Fig. 9.1. Angle d'ouverture

l'observation directe d'objets extrêmement intéressants, tels que les virus, les particules colloïdales et les molécules de grandes dimensions.

La raison pour laquelle le microscope électronique moderne est tellement supérieur, de par son pouvoir séparateur, à l'instrument optique correspondant, est liée à la différence de longueur d'onde des rayons électroniques et lumineux.

En l'absence d'immersion, la distance minimale entre les points lumineux d'un objet que l'on peut distinguer dans le microscope est déterminée par la formule

$$\delta = 0{,}61\lambda/[\sin(\theta/2)], \tag{9.1}$$

où $\theta/2$ est l'angle d'ouverture (fig. 9.1). Si l'on examine dans le microscope des objets éclairés, et non des objets lumineux, i.e. si les points isolés de l'objet font diffuser les ondes issues d'un seul et même point de la source, et si, par suite, la lumière émise par les différents points de l'objet est cohérente, alors la formule (9.1) prend la forme

$$\delta = 0{,}50\lambda/[\sin(\theta/2)]. \tag{9.1a}$$

On voit que la différence n'est pas du tout essentielle. Dans des microscopes modernes, sin $(\theta/2)$ atteint 0,95, en sorte qu'il est possible de distinguer des détails dont les dimensions font à peu près la moitié de la longueur d'onde de la lumière.

Pour les rayons électroniques, la longueur d'onde broglienne est déterminée par la formule

$$\lambda_e = 12{,}25/\sqrt{U + 0{,}98 \cdot 10^{-6} U^2}. \quad (9.2)$$

Ici, U est la différence de potentiel franchie par les électrons qui forment une image *). La grandeur U est exprimée dans cette formule en volts et λ_e en angstrœms. Si l'on prend $U = 100$ kV (valeur ordinaire de la tension dans le microscope électronique), alors $\lambda_e = 0{,}04$ Å. Si l'on avait pu utiliser dans le microscope électronique des ouvertures aussi grandes que dans l'optique classique, le pouvoir séparateur de l'instrument aurait atteint des dizaines ou même des centaines d'angstrœms. Toutefois, comme nous l'avons déjà dit plus haut (ch. I), il est bien plus difficile en optique électronique de rectifier les défauts optiques. C'est pourquoi en microscopie électronique on est obligé d'utiliser des faisceaux à faible ouverture. Le plus important des défauts optiques qui détériore la qualité de l'image en microscopie électronique est l'aberration sphérique qui croît proportionnellement au cube de l'angle d'ouverture θ. Si l'on diminue l'angle θ, on peut, en principe, réduire l'aberration sphérique autant que l'on veut; mais, dans ce cas, c'est l'étalement lié à la diffraction δ qui augmentera. Il est évident que la valeur optimale de θ correspondra approximativement à l'égalité des étalements causés par ces deux effets. Lorsqu'on remplit cette condition, il s'avère que l'angle d'ouverture doit être de l'ordre de 1/1000 de radian, tandis que le pouvoir séparateur du microscope, déterminé tant par les défauts optiques et l'étalement que par une série de défauts difficilement corrigibles et conditionnés par l'imperfection de la construction du système optique électronique, vaut approximativement 2-3 Å.

La construction du microscope électronique, destiné à obtenir une image d'objets minces situés sur le passage de rayons électroniques, est essentiellement analogue à celle du microscope optique. Les éléments principaux d'un microscope électronique sont : 1) une source d'électrons (canon à électrons); 2) une lentille-condensateur appelée à focaliser le faisceau électronique sur l'objet ; 3) un objectif et 4) une lentille de projection.

Le passage des rayons dans un microscope du type considéré, muni de lentilles magnétiques, est indiqué sur la fig. 9.2. Pour le rendre plus concret on a représenté sur le même dessin le schéma d'un microscope classique. L'objectif forme une image intermédiaire, réelle et grossie de l'objet considéré dans la plan AB. La len-

---

*) La formule (9.2) est écrite en tenant compte des corrections relativistes. Pour des électrons relativement lents, on peut utiliser la formule approchée $\lambda_e \approx 12{,}3U^{-1/2}$ qui, pour $U < 50$ kV, donne une erreur inférieure à 2 %.

tille de projection donne une image définitive sur un écran fluorescent ou sur une plaque photographique dans le plan A_1B_1. Pour obtenir un important grossissement de plan, l'objectif et la lentille de projection doivent avoir de petites distances focales. Il est plus facile de réaliser techniquement des lentilles à foyer court dans une variante magnétique. Le défaut essentiel des lentilles électrostatiques à foyer court consiste en ce que la focalisation d'un faisceau électronique à une énergie de 100 keV nécessite des champs électriques très intenses. Cela soulève une série de difficultés liées à l'ap-

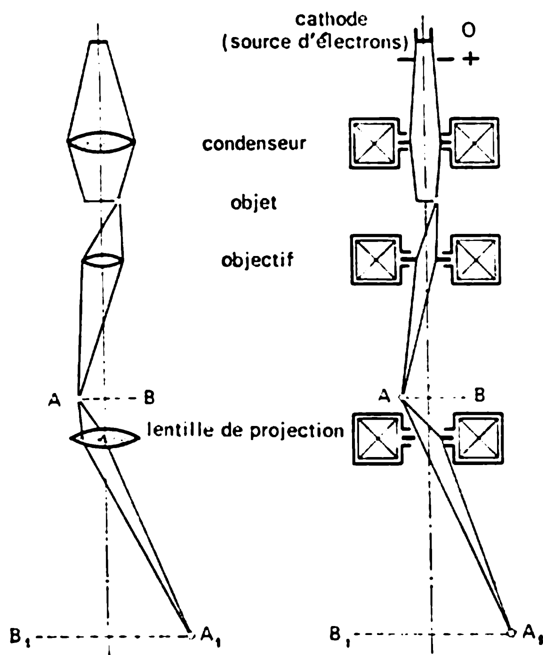


Fig. 9.2. Représentation schématique d'un microscope optique et d'un microscope électronique (magnétique) à translucidité

parition de fuites et de claquages non souhaitables. Cependant, cela ne signifie pas que les microscopes électroniques électrostatiques ne soient pas utilisés. Il existe une série de systèmes à des lentilles de ce genre.

Expliquons le processus de formation de l'image d'un objet bombardé par les électrons dans le microscope électronique. Une simple analogie optique est ici inadmissible, car le mécanisme d'apparition de l'image est tout à fait différent dans les deux cas. Dans le misroscope optique, le contraste entre les différents éléments de l'image est conditionné par une absorption différente des rayons lumineux dans les points correspondants de l'objet. Dans le microscope électronique, il n'y a pratiquement pas d'absorption des élec-

trons par l'objet (une forte absorption détruirait l'objet), mais les électrons subissent une diffusion, i.e. changent la direction de leur mouvement. De plus, les parties de l'objet ayant une grande densité ou une importante épaisseur provoquent une diffusion plus forte des faisceaux qui les traversent. Cette différence dans le degré de diffusion est utilisée pour obtenir une image contrastée de l'objet.

La méthode utilisée diffère quelque peu suivant la nature de l'image à obtenir: claire ou sombre. Arrêtons-nous tout d'abord au premier cas. Au voisinage de l'objectif, sur l'axe optique principal du système, on place un diaphragme à petite ouverture. Un tel

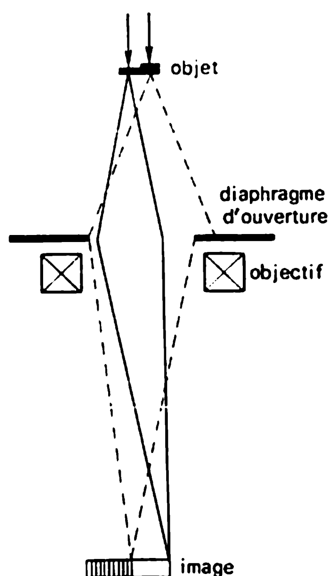


Fig. 9.3. Formation d'une image claire

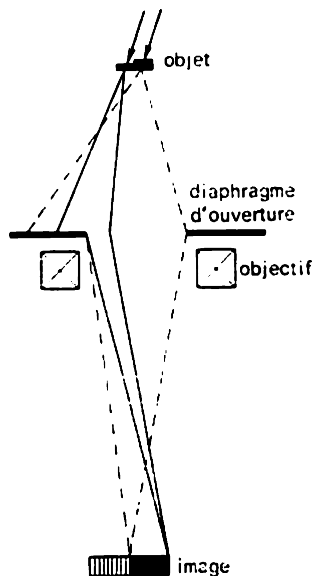


Fig. 9.4. Formation d'une image sombre. Le système d'éclairage est déjeté

diaphragme laisse seulement passer les électrons qui, lorsqu'ils passent à travers l'objet, ne changent la direction de leur mouvement que d'un angle très petit, et arrête tous les rayons qui sont déviés d'un grand angle (fig. 9.3). Finalement, les parties moins denses ou plus minces de l'objet paraîtront plus claires sur l'image.

Dans le cas d'une image sombre, les rayons qui subissent une faible diffusion sont exclus par un procédé artificiel quelconque du processus de formation de l'image. C'est pourquoi les parties plus minces de l'objet paraîtront plus sombres sur l'image. L'un des procédés les plus commodes qui permettent de réaliser cela consiste à déjeter le système d'éclairage du microscope (fig. 9.4).

Une image sombre possède un certain avantage par rapport à l'autre: elle permet d'obtenir des clichés plus contrastés de l'objet. Expliquons-cela sur un exemple.

Supposons qu'une certaine partie d'un objet placé sur une plaquette porte-objet (par exemple, sur une mince pellicule colloïdale amorphe) diffuse en dehors de l'angle d'ouverture 10 % environ du

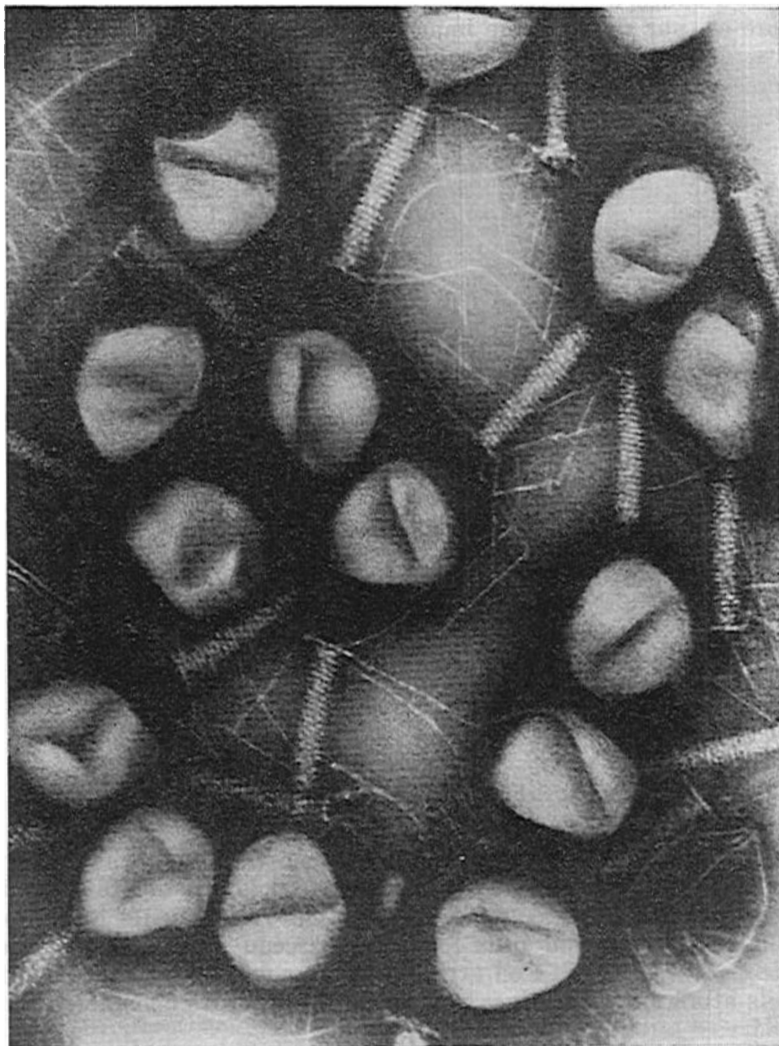


Fig. 9.5a. Cliché électronique du phage T-2. Agrandissement: 180 000

flux électronique qui le traverse, et que le support lui-même en diffuse environ 5 %. Alors, dans le cas d'une image claire, le rapport des éclairements électroniques vaudra 95: 90, i.e. le contraste sera

manifestement insuffisant. Par contre, dans le cas d'une image foncée, le rapport correspondant vaudra 1 : 2 et le contraste sera bon.

Il faut encore expliquer un point. Dans le cas du microscope optique, le pouvoir d'absorption sélective, en fonction des longueurs d'ondes, des parties différentes de l'objet correspond à un objet coloré et, par suite, à une image en couleurs. L'utilisation de colorants, dont l'assimilation par différentes parties de la structure considérée n'est pas identique, permet d'augmenter considérablement le contraste d'une image pâle de l'objet. Dans le microscope électronique, l'image que l'on obtient sur l'écran est monochromatique, mais il existe quand même dans ce cas aussi la possibilité d'améliorer artificiellement le contraste. Des atomes d'éléments lourds provoquant une diffusion plus forte du faisceau électronique servent ici de « colorants ». Si l'on arrive à réaliser une adsorption sélective de tels atomes sur certaines parties de la structure considérée, alors ces détails seront mis en relief sur l'image.

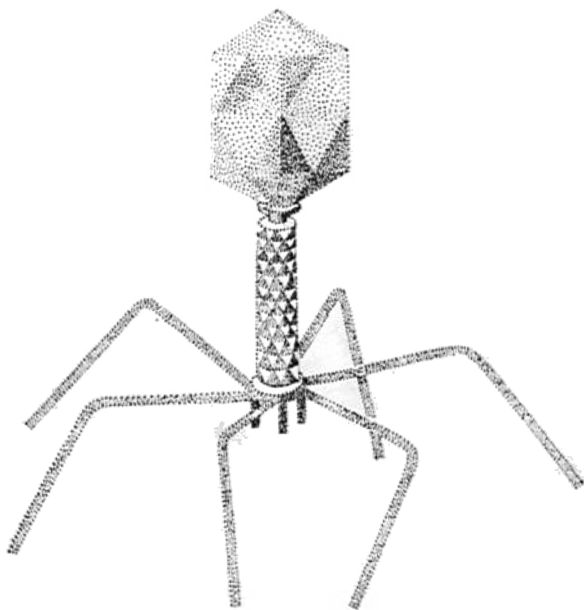


Fig. 9.5b. Schéma de la structure du phage T-2

La microscopie électronique, devenue une branche vaste et indépendante de la physique technique moderne, se développe rapidement. Le microscope électronique a permis la découverte des ultrastructures nouvelles, inconnues auparavant, la révélation de nouvelles relations spatiales inattendues en physique, en chimie et en cristallographie, mais nulle part ce processus n'a porté un caractère aussi révolutionnaire qu'en biologie. La microscopie électroni-

que a permis d'observer des phages et de déterminer leur structure: elle a fait découvrir des détails inconnus de la structure interne des cellules, en particulier des ribosomes (centres de la synthèse albuminique); elle a permis enfin d'observer directement des molécules de D.N.A., porteuses de l'information génétique des organismes.

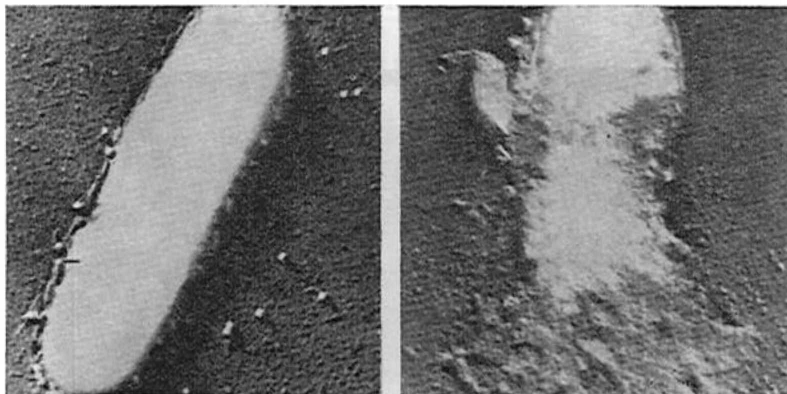


Fig. 9.6a. Cliché électronique d'une cellule bactériologique. A gauche: début de l'attaque du virus. A droite: l'enveloppe cellulaire est détruite

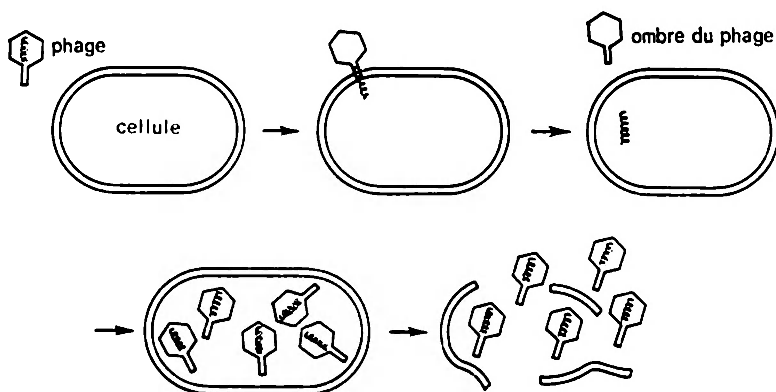


Fig. 9.6b. Représentation schématique des processus observables sur les clichés de la figure ci-dessus

La résolution du problème central de la biologie moléculaire (l'établissement du lien entre la structure et la fonction) est maintenant plus proche.

Pour illustrer ce qu'on vient de dire, examinons quelques clichés d'objets biologiques obtenus à l'aide du microscope électronique.

Sur la fig. 9.5a est représenté un cliché du phage T-2, grossi à peu près de 180 000 fois. Comme on le voit sur le cliché, une particule de phage est constituée d'une tête à facettes et d'une queue formée par la structure albuminique (cf. fig. 9.5b). Ce n'est qu'après avoir mis en évidence la structure d'une particule de phage qu'on a pu comprendre le mécanisme d'interaction du phage et d'une cellule. L'adsorption du phage à la surface d'une membrane cellulaire

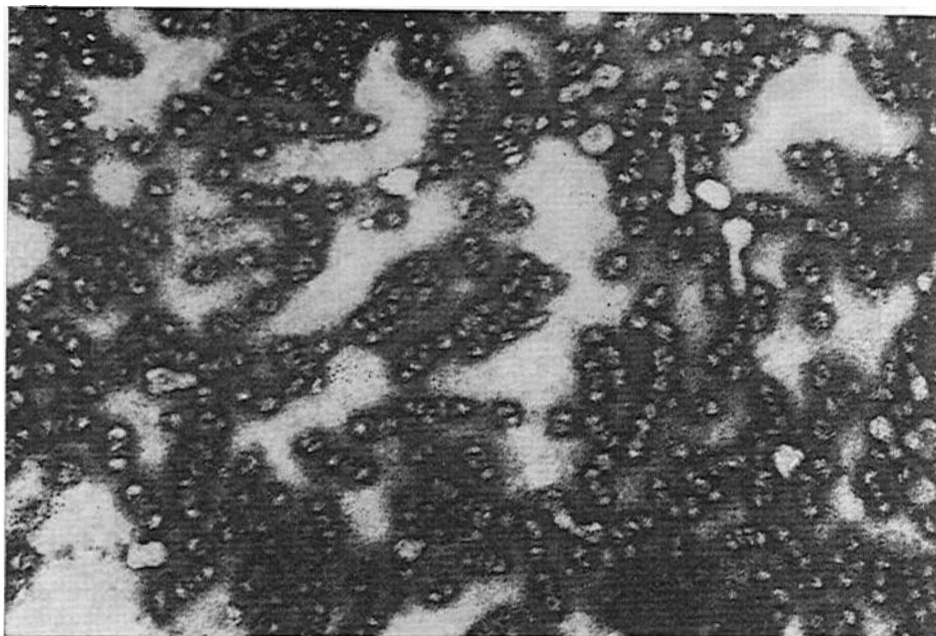


Fig. 9.7a. Cliché électronique de ribosomes. Agrandissement ×130 000

conduit à une réaction chimique au cours de laquelle se réalise la pénétration dans la cellule de la partie infectieuse de la particule virulente — l'acide nucléique. L'enveloppe albuminique du phage reste à l'extérieur lors de cette réaction, comme le confirment des observations microscopiques électroniques directes. Après avoir pénétré dans la cellule, la molécule de phage D.N.A. fait, d'une part, subir à la cellule le processus de synthèse albuminique, indispensable à la croissance du virus, et se met, d'autre part, à se multiplier avec une grande rapidité. Au bout d'un laps de temps très court ($\sim 10^3$ s) à l'intérieur de la cellule se forment déjà des centaines de nouvelles particules virulentes. Parallèlement à la multiplication du phage, de grands changements se produisent dans la cellule: celle-ci cesse de se diviser et meurt rapidement à la suite de

la destruction de l'enveloppe cellulaire par de nouvelles particules de phage qui pénètrent dans le milieu et peuvent contaminer de nouvelles cellules.

On a reproduit sur la fig. 9.6a des clichés microscopiques électroniques et sur la fig. 9.6b le schéma du processus d'interaction du virus et de la cellule.

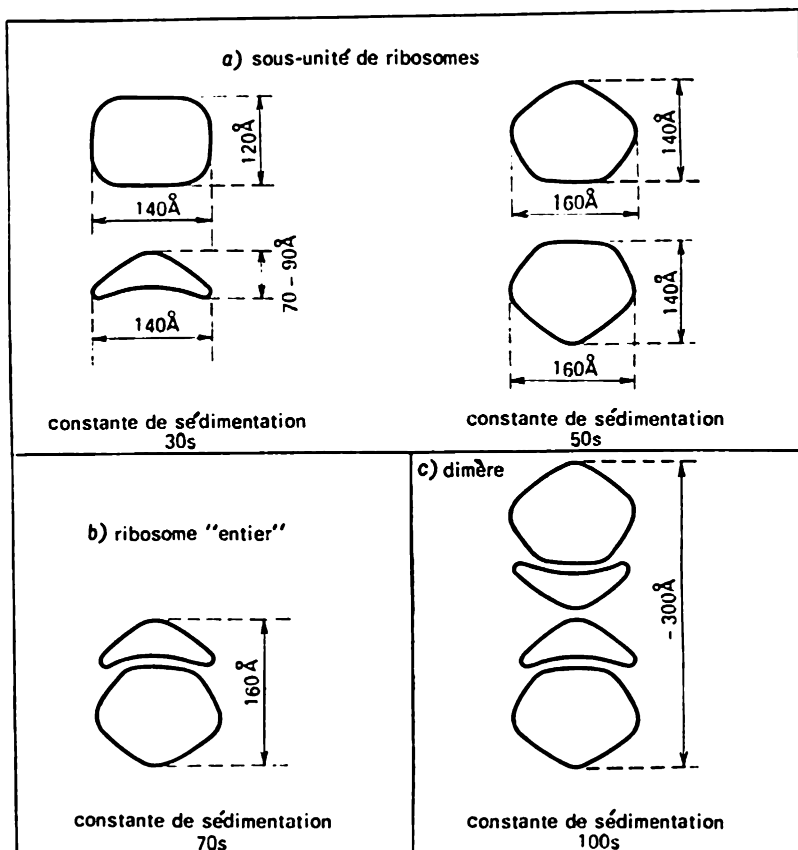


Fig. 9.7b. Représentation schématique de ribosomes

Le cliché électronique des ribosomes est représenté sur la fig. 9.7a et leur schéma sur la fig. 9.7b. Les ribosomes observables uniquement au microscope électronique ont des dimensions moléculaires et leur diamètre est de l'ordre de 100-150 Å. Cette structure intercellulaire est constituée de deux sous-unités.

Remarquons que la découverte de la structure des ribosomes a une importance fondamentale pour comprendre le mécanisme de la synthèse albuminique.

Encore un exemple: sur la fig. 9.8 est reproduit un cliché de trois fils chromosomiques circulaires du virus bactérien ΦX-174.

En fait, chaque chromosome représente, dans le cas envisagé, une macromolécule de D.N.A. dont la spirale double est constituée

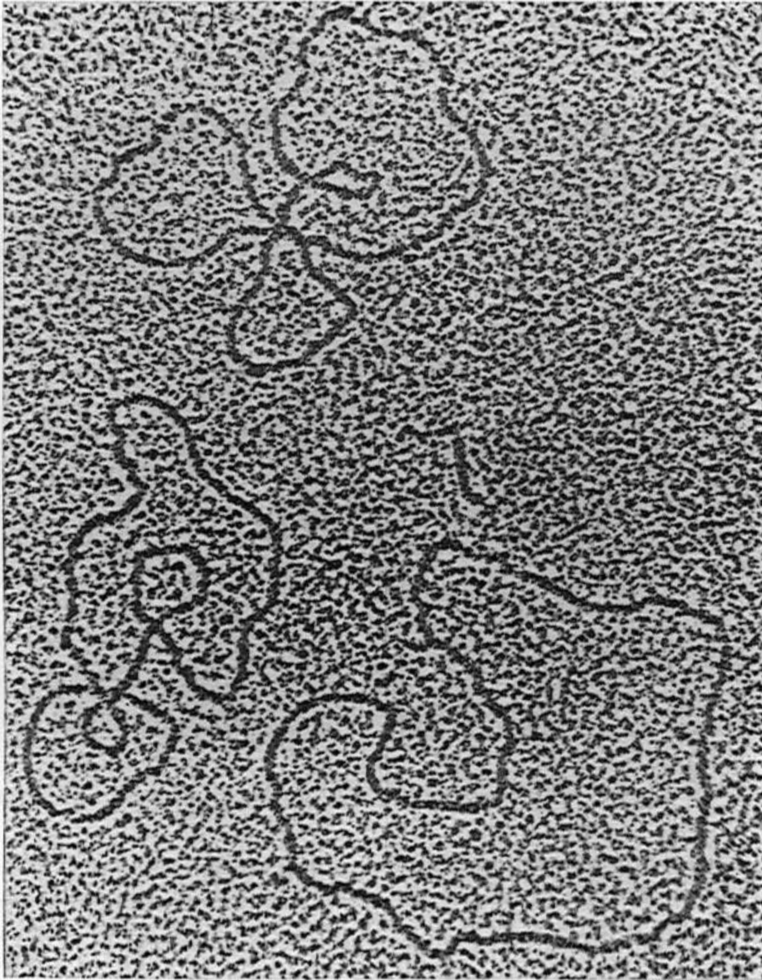


Fig. 9.8. Cliché électronique de fils chromosomiques du virus bactérien ΦX-174. Agrandissement ×100 000

d'une chaîne polymérique formée de près de 5500 bases azotées, disposées en une certaine suite linéaire. Le grossissement sur le cliché est de 100 000. L'épaisseur de la spirale de D.N.A. est voisine de 20 Å. Pour améliorer le contraste du cliché on a fait recours à la formation d'une mince couche de métal par évaporation sous vide.

§ 10. MOUVEMENT DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE À VARIATION LENTE. INVARIANT ADIABATIQUE.

Dans les problèmes classiques d'optique électronique, on examine en général les cas de mouvement où le champ qui agit sur la particule est concentré dans une région relativement petite de l'espace. En particulier, lorsqu'on analyse les questions de focalisation magnétique, les objectifs à foyer court présentent un intérêt fondamental. Dans de tels systèmes, le champ magnétique varie fortement à une distance relativement faible par rapport au rayon de courbure de la trajectoire ; la trajectoire de la particule qui entre dans une lentille à foyer court subit finalement une brusque déformation sur une petite partie de la lentille. C'est justement cette circonstance qui rapproche de telles lentilles électroniques des systèmes optiques dans lesquels le rayon lumineux modifie aussi brutalement sa direction en se réfractant à la surface de séparation de deux milieux.

Cependant, l'étude du cas opposé du mouvement d'une particule, celui d'un mouvement dans un champ magnétique qui varie lentement sur le trajet de la particule, ne présente pas moins d'intérêt. La condition de « lenteur de variation » signifie que le rayon de la courbure de la trajectoire doit être petit par rapport aux dimensions de la région dans laquelle le vecteur de l'intensité du champ varie de manière sensible en module ou en direction. Cette condition s'écrit mathématiquement sous la forme

$$\rho \frac{|\mathrm{grad}\, H|}{H} \ll 1. \tag{10.1}$$

Dans un champ magnétique à variation lente la trajectoire de la particule sur une petite partie du parcours représente une hélice. Si la grandeur H varie le long de cette trajectoire, il se produira alors simultanément un changement des rayons des spires de l'hélice. En outre, le pas de l'hélice variera aussi, en d'autres termes, il se produira une variation de l'angle que fait la trajectoire avec la direction des lignes de force. Lorsqu'elle approche de la région où le champ magnétique est intense, l'hélice se contractera et s'allongera, par contre, dans une région de champ faible. Si la particule sort d'une région où le champ est relativement faible et passe dans une région où il est intense, et si de plus la vitesse initiale ne fait pas un angle trop petit avec la direction des lignes de force, alors la particule sera réfléchie par la région de champ intense (fig. 10.1).

Il est facile d'expliquer un tel comportement de la particule en examinant les forces qui apparaissent lors de son déplacement dans un champ magnétique non uniforme. Sur une petite partie du parcours, on peut évidemment considérer le mouvement de la particule comme un déplacement de la circonférence de Larmor le long de la ligne de force. Si les lignes de force sont parallèles entre elles, alors la force de Lorenz est strictement dirigée, en tout point de la circonférence, suivant le rayon et ne peut pas faire varier la composante

longitudinale de la vitesse. Dans un champ croissant (fig. 10.2), où les lignes de force convergent, apparaît une composante de la force de Lorenz perpendiculaire au plan de la circonférence de Larmor. Cette composante tend à expulser la particule de la région où le champ est plus intense.

Complétons l'exposé de ces considérations qualitatives par un calcul simple qui permet toutefois d'établir certaines relations im-

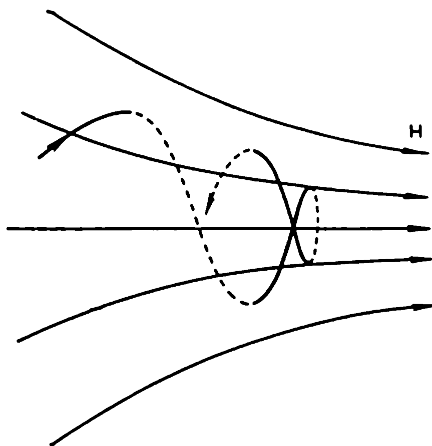


Fig. 10.1. Réflexion d'une particule par une région de champ magnétique plus intense

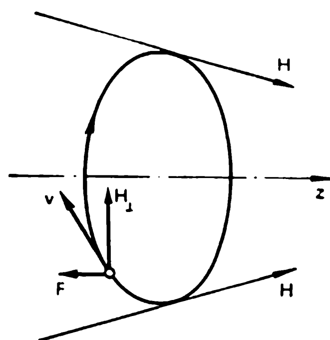


Fig. 10.2. Origine de la force freinant une particule dans un champ magnétique non uniforme

portantes de caractère général. On sait qu'une particule chargée qui se déplace sur une circonférence de Larmor est équivalente à un dipôle magnétique dont le moment est

$$\mu = \frac{1}{c} iS, \tag{10.2}$$

où i est le courant élémentaire circulaire créé par la rotation de la particule et S la surface de la circonférence de Larmor. Le moment dipolaire est orienté en sens contraire du champ. L'expression (10.2) se récrit, à l'aide des égalités (7.3) et (7.4), sous la forme

$$\mu = \frac{1}{c} \frac{q\pi\rho^2}{T} = \frac{1}{2} \frac{mv_\perp^2}{H}; \tag{10.3}$$

ici, $v_\perp$ est la composante de la vitesse perpendiculaire au champ magnétique. En posant

$$W_\perp = mv_\perp^2/2, \tag{10.4}$$

on obtient

$$\mu = W_\perp/H. \tag{10.5}$$

La force qui agit sur un dipôle de moment μ dans un champ non uniforme est déterminée par la formule bien connue:

$$F = -\mu \frac{\partial H}{\partial z}, \tag{10.6}$$

où la coordonnée z coïncide avec la direction de la ligne de force. Le travail de la force F sur la partie dz du chemin fait varier l'énergie cinétique $W_{\parallel}$ liée au mouvement de la particule le long des lignes de force:

$$dW = -\mu \, dH. \tag{10.7}$$

L'énergie cinétique totale de la particule dans un champ magnétique, i.e. la quantité $W_{\perp} + W_{\parallel}$, reste constante et, par suite,

$$dW_{\parallel} = -dW_{\perp}, \tag{10.8}$$

d'où

$$dW_{\perp} = \mu \, dH = \frac{W_{\perp}}{H} dH. \tag{10.9}$$

De la dernière égalité provient le résultat final:

$$\frac{W_{\perp}}{H} = \text{const}. \tag{10.10}$$

En tenant compte de ce que $v_{\perp} = v \sin \alpha$, où α est l'angle formé par le vecteur vitesse et la ligne de force, on peut aussi écrire la dernière équation sous la forme

$$\frac{\sin^2 \alpha}{H} = \text{const}. \tag{10.11}$$

On formule habituellement le résultat obtenu de la manière suivante: la quantité $W_{\perp}/H$ est un invariant adiabatique du mouvement. On a introduit le terme « invariance adiabatique » pour souligner que la quantité $W_{\perp}/H$ doit être constante lorsque les paramètres déterminant le mouvement de la particule varient lentement, en accord avec la condition (10.1). Il faut remarquer que la quantité $W_{\perp}/H$ ne reste même pas approximativement constante si la condition (10.1) n'est pas remplie, comme c'est le cas, par exemple, dans les problèmes d'optique électronique où le champ magnétique varie brusquement sur de petites portions de la trajectoire.

Le problème de « piège magnétique » sert d'illustration au principe général que nous venons d'examiner. Sur la fig. 10.3 est représenté un système dans lequel le champ magnétique croît le long des lignes de force de part et d'autre d'une région centrale où la valeur de H est minimale. En s'approchant de la région d'un champ plus fort, les particules dont la vitesse ne fait pas un angle trop petit avec la direction des lignes de force sont réfléchies par celle-ci et se trouvent par là même enfermées à l'intérieur du système magnétique.

Nous supposerons pour plus de simplicité que le champ soit uniforme dans la région centrale. Supposons que l'intensité de ce champ soit égale à H_0 et que l'intensité maximale aux endroits de resserrement des lignes de force (« miroirs magnétiques ») soit égale à H_{max}; alors, en vertu de l'égalité (10.11),

$$\frac{\sin \alpha_0}{\sqrt{H_0}} = \frac{\sin \alpha_{max}}{\sqrt{H_{max}}} \tag{10.12}$$

ou

$$\sin \alpha_0 = \sqrt{H_0/H_{max}} \sin \alpha_{max}. \tag{10.13}$$

Si l'on a

$$\sin \alpha_0 > \sqrt{H_0/H_{max}}, \tag{10.14}$$

alors la particule ne peut pas franchir la région de resserrement des lignes de force ($\sin \alpha_{max}$ ne peut pas être supérieur à 1) et se trouve

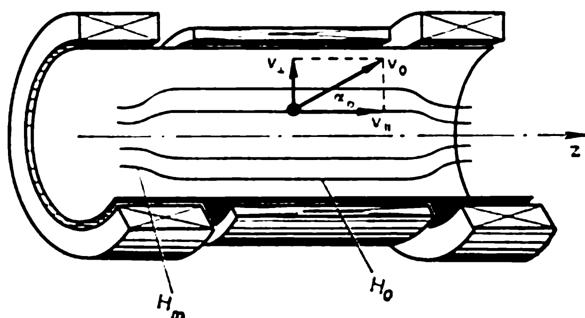


Fig. 10.3. Représentation schématique d'un piège magnétique de type ouvert

enfermée dans le système magnétique. Par contre, une particule pour laquelle $\sin \alpha_0 < \sqrt{H_0/H_{max}}$ ne sera pas retenue à l'intérieur du piège.

De telles affirmations sont souvent énoncées sous une forme quelque peu différente. Si dans l'espace des impulsions le vecteur vitesse initiale de la particule se trouvant dans le piège est situé dans un « cône de fuite », alors la particule quitte le piège. Dans le cas contraire, elle sera retenue par le champ des miroirs magnétiques. L'angle d'ouverture du cône de fuite est déterminé par l'égalité

$$\sin \alpha_{ouv} = \sqrt{H_0/H_{max}}.$$

Il faut remarquer que des pièges magnétiques de ce genre sont réalisés dans des conditions naturelles, dans le champ magnétique terrestre; leurs propriétés seront brièvement examinées au paragraphe suivant. D'autre part, la question de la construction et de l'étude de pièges magnétiques artificiels liée aux tentatives de réaliser des

réactions thermonucléaires contrôlées retient aujourd'hui une attention particulière. Au § 27 consacré aux applications de la physique du plasma nous reviendrons à cette question.

On a supposé jusqu'à présent que le mouvement d'une particule dans un champ magnétique faiblement non uniforme se compose d'une rotation sur la circonférence de Larmor et d'un déplacement le long des lignes de force. En réalité, outre ces deux mouvements fondamentaux s'effectuant à grande vitesse les particules sont entraînées dans un mouvement « de dérive » beaucoup plus lent. Dans un tel mouvement, les particules glissent en quelque sorte dans une direction perpendiculaire aux lignes de force.

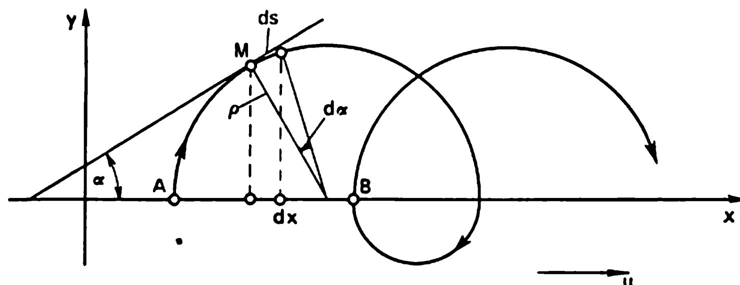


Fig. 10.4. Dérive dans un champ magnétique non uniforme. L'intensité du champ décroît le long de l'axe des y; le champ est perpendiculaire au plan du dessin

Examinons le cas le plus simple de mouvement de dérive. Supposons (fig. 10.4) que le champ magnétique soit dirigé perpendiculairement au plan du dessin et que son module décroisse le long de l'axe y. Supposons en outre que le vecteur vitesse de la particule soit contenu dans le plan du dessin. Il est évident que la trajectoire de la particule ne sera plus maintenant une circonférence fermée, car le rayon de courbure dans la partie supérieure de chaque spire est plus grand que dans la partie inférieure. Par suite, la particule se déplacera progressivement le long de l'axe des x (elle dérive). Déterminons la vitesse moyenne de ce mouvement, i.e. calculons la vitesse de la dérive.

La formule qui donne le rayon de courbure en un point arbitraire M de la trajectoire est :

$$\frac{1}{\rho} = -\frac{d\alpha}{ds}, \qquad (10.15)$$

où α est l'angle entre l'axe des abscisses et la tangente à la trajectoire au point donné et ds l'élément de la longueur de la trajectoire ; le signe moins dans la formule (10.15) correspond à une diminution de l'angle α lorsque s augmente. On a d'autre part les relations évidentes :

$$dx = ds \cos\alpha = -\rho\cos\alpha \cdot d\alpha, \quad y = \rho_0 \cos\alpha.$$

§ 11. CEINTURES DE RADIATION DE LA TERRE

Les recherches effectuées à l'aide de satellites artificiels de la Terre ont montré que notre planète est entourée, outre son enveloppe gazeuse, de couches de particules chargées possédant une grande énergie, appelées ceintures de radiation. La découverte des ceintures de radiation fut certainement l'un des événements scientifiques les plus intéressants et les plus inattendus, liés à l'entrée de l'homme dans le cosmos. Or, la formation de ces ceintures est, au fond, une conséquence naturelle de la présence du champ magnétique terrestre et de l'existence de flux de particules qui pénètrent dans l'espace cosmique.

L'origine du champ magnétique terrestre ne peut pas être tenue pour définitivement expliquée. Cependant, il est indubitable qu'elle est liée à la rotation de la planète et à l'existence de courants dans

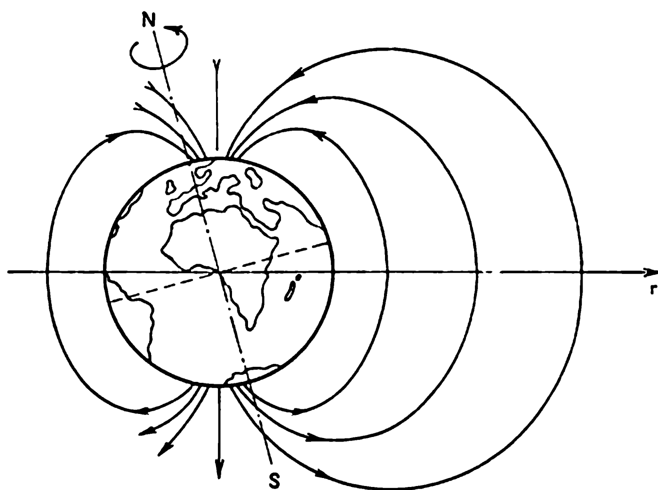


Fig. 11.1. Lignes de force du champ magnétique terrestre

les couches liquides et conductrices profondes du noyau terrestre (effet dynamo avec auto-excitation). La géométrie du champ magnétique terrestre a été soigneusement étudiée et dans ses moindres détails. La Terre est un gigantesque aimant linéaire, incliné d'un angle de 11°5 par rapport à l'axe de rotation. Le centre du dipôle magnétique est approximativement de 400 km décalé du centre de la Terre. Les lignes de force magnétiques sont condensées dans la région de hautes latitudes géomagnétiques (fig. 11.1), en créant dans l'espace circumterrestre la configuration d'un piège-miroir magnétique circulaire. Le déplacement du dipôle amène évidemment une certaine asymétrie du piège relativement à la surface de la Terre. De manière plus précise, les régions à des valeurs données de l'intensité du champ magnétique sont disposées à des hauteurs différentes au-dessus de

la surface terrestre, en fonction des coordonnées géographiques de l'endroit choisi.

Remarquons que la faible valeur absolue de l'intensité du champ magnétique dans l'espace circumterrestre (des dixièmes d'œrsted) est largement compensée par sa vaste étendue, en sorte que le critère d'adiabaticité (10.1) est rempli, même pour des particules d'une énergie relativement grande. En anticipant sur la suite, nous supposerons que le gros de la masse des protons et des électrons pris dans le piège terrestre a une énergie de l'ordre de 1 MeV. Alors le rayon de la circonférence de Larmor pour les protons sera

$$\rho_p = W^{1/2}/H \approx 10^6 \text{ cm} = 10 \text{ km}.$$

Pour les électrons, il faut utiliser la formule relativiste (elle est écrite au § 17):

$$\rho_e = W/300\ H \approx 3 \cdot 10^4 \text{ cm} = 0{,}3 \text{ km}.$$

En première approximation, on a, au voisinage de la surface terrestre,

$$\frac{|\nabla H|}{H} \sim \frac{1}{R_0} \sim \frac{1}{10^9} \text{ cm}^{-1},$$

où R_0 est le rayon de la Terre, égal à $6{,}3 \cdot 10^3$ km. C'est pourquoi

$$\frac{|\nabla H|}{H} \rho_p \sim 10^{-3},$$

i.e. la condition (10.1) est largement satisfaite.

Les ceintures de radiation de la Terre ont été découvertes par Van Allen et Vernov en 1958, lors du vol des premiers satellites artificiels soviétiques et américains. On a installé sur les satellites des compteurs de Geiger pour les particules chargées, destinés initialement à étudier les rayons cosmiques. L'allure de l'intensité du rayonnement cosmique, jusqu'à une distance de l'ordre de centaines de kilomètres au-dessus de la surface de la Terre, avait été bien étudiée dans des expériences déjà effectuées avec des ballons-sondes et des fusées météorologiques portant des compteurs. Après une croissance initiale assez rapide, liée à la diminution de l'effet d'écran de l'atmosphère, l'intensité du rayonnement cosmique atteignait une zone de saturation. Il était naturel de s'attendre à observer à peu près la même chose à l'aide d'un satellite volant à haute altitude. Au lieu de cela, les compteurs de Geiger montés sur les satellites enregistrèrent une brusque augmentation périodique (des dizaines de milliers de fois) du taux de comptage. Après avoir mis au point les résultats des mesures, c'est-à-dire après avoir corrigé dans le temps les indications des compteurs suivant l'intensité des coordonnées géophysiques (c'était facile à faire, la trajectoire du satellite étant connue), on a découvert qu'en parcourant une région en forme d'anneau dans le voisinage de la Terre, les compteurs enregistraient un grand taux de comptage et, par suite, une densité accrue de par-

ticules chargées. En disposant devant les vitres du compteur des filtres d'épaisseur différente, on pouvait, en outre, avoir une idée de l'énergie des particules dans la ceinture.

On a reproduit sur la fig. 11.2 les courbes expérimentales obtenues au cours de mesures de ce type sur des satellites américains. Comme on le voit sur les graphes, la région d'une brusque augmentation du taux de comptage (l'échelle prise sur l'axe des ordonnées est logarithmique!), i.e. la frontière de la ceinture de radiation, dans la région de l'Océan Atlantique et de l'Océan Pacifique, est

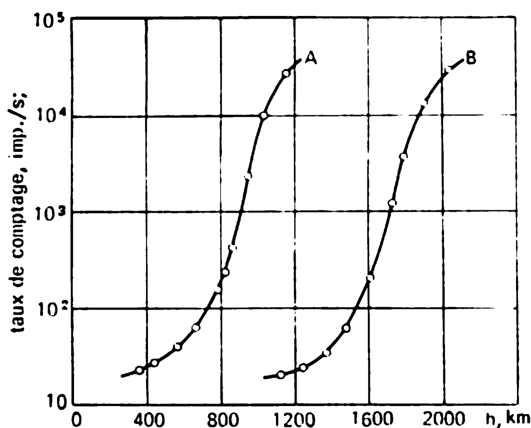


Fig. 11.2. Taux de comptage du tube de Geiger monté sur un satellite en fonction de l'altitude h au-dessus du niveau de la mer. A est la courbe prise au-dessus du milieu de l'Atlantique; B est prise au-dessus de Singapour

disposée à des hauteurs différentes au-dessus de la surface terrestre. Cette circonstance correspond à l'asymétrie déjà signalée du champ magnétique terrestre.

Les expériences suivantes établirent l'existence d'une autre région du taux de comptage plus grand. La première région, que nous appelons maintenant ceinture de radiation interne, est disposée à la distance $1,5\,R_0$ du centre de la Terre (de 1000 à 4500 km, en comptant à partir de la surface terrestre). La seconde région varie de manière plus indéterminée avec le temps; son milieu se trouve à une distance voisine de $3,5\ R_0$ (fig. 11.3). La ceinture de radiation interne est formée de particules d'une grande énergie (il s'agit essentiellement de protons et d'électrons); sa position et ses caractéristiques sont relativement stables et se reproduisent régulièrement lors des études réitératives.

On ne peut pas considérer que l'origine des ceintures de radiation soit parfaitement claire. Il semble probable que la ceinture interne se forme à la suite de la désintégration de neutrons rapides dans des régions déterminées de l'espace circumterrestre. De manière plus précise, les particules cosmiques de grandes énergies des couches su-

périeures de l'atmosphère terrestre (à une hauteur ~ 100 km) interagissent avec les noyaux d'azote et d'oxygène. Les neutrons rapides nés dans ces processus nucléaires (il y en a en moyenne quatre par une particule cosmique) se désintègrent ensuite en protons, électrons et neutrinos. (Conformément à la loi de conservation de la charge leptonique, l'apparition de particules légères ne peut se faire que par paires ; c'est pourquoi un neutron fait naître outre une particule légère, l'électron, une autre particule, le neutrino. Nous ne nous intéresserons pas au sort ultérieur du neutrino : étant électriquement neutre, il n'intervient pas dans les réactions nucléaires et échappe à l'observation.) La période de demi-vie du neutron est de 12 minu-

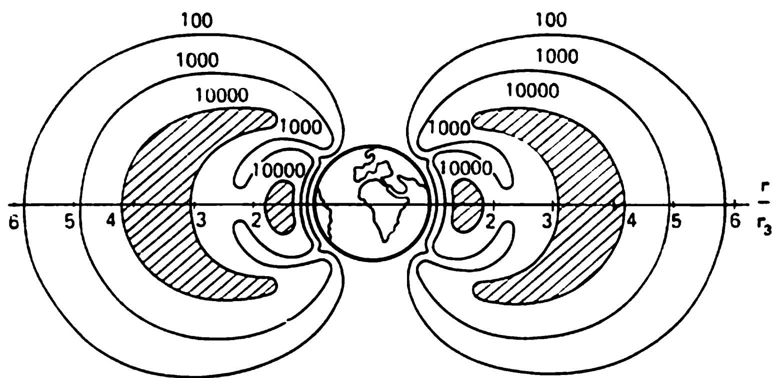


Fig. 11.3. Disposition des ceintures de radiation naturelles de la Terre. Les chiffres correspondent au taux de comptage des appareils à mesurer l'intensité des radiations

tes. Un certain nombre de neutrons sera voué à la désintégration dans le piège même. Alors, si l'orientation de la vitesse initiale le favorise, les protons dans la désintégration seront pris dans le piège.

Le tableau que nous avons reproduit paraît, dans son ensemble, assez vraisemblable. Les évaluations quantitatives de l'intensité du flux de particules cosmiques, l'albédo des neutrons qui apparaissent, la probabilité de leur désintégration dans la région du piège et les densités observables des particules dans la ceinture de radiation sont en général cohérentes. Mais on ne comprend toujours pas pourquoi on obtient deux ceintures de radiation au lieu d'une seule ceinture large qui remplirait toute la configuration de piège créé par le champ magnétique des limites de l'atmosphère (où les particules captivées doivent s'annihiler en excitant et en ionisant les molécules d'azote et d'oxygène) aux régions du champ magnétique faible au point de s'annuler. Le mécanisme de remplissage de la ceinture de radiation externe est tout aussi douteux et peu clair. Il est évidemment lié aux flux de particules chargées émises par le Soleil (le soi-disant « vent solaire »), mais la description détaillée du processus n'est pas mise au point.

Bien sûr, tout ce qu'on a dit deviendrait plus convaincant si les observations astrophysiques ont été accompagnées d'expériences directes de remplissage artificiel du piège terrestre par des particules. C'est dans ce but qu'en août 1958, à une hauteur voisine de 480 km au-dessus de la surface terrestre, on a réalisé une explosion nucléaire de faible puissance au sud de l'Océan Atlantique. Des noyaux β-actifs à courte vie constituent une partie importante des produits d'explosion nucléaire; soumis à une désintégration dans la zone du piège, les produits chargés des réactions nucléaires doivent être saisis par le champ magnétique de la Terre. Par ailleurs, le remplissage de la ceinture de radiation autour du globe terrestre entier résultant de la dérive des particules dans un champ magnétique non uniforme doit être assez rapide. Evaluons cela par le calcul. La vitesse de la dérive se calcule d'après la formule (10.20), qui se met facilement sous la forme

$$u = c\,\frac{W_\perp}{eH}\,\frac{|\nabla H|}{H}\,. \qquad (11.1)$$

Le rapport $|\nabla H|/H$ peut être remplacé par $1/R$, où R est le rayon de courbure de la ligne de force. Alors l'égalité (11.1) se récrit:

$$u \approx c\,\frac{W_\perp}{eH}\,\frac{1}{R}\,. \qquad (11.2)$$

Pour rayon de courbure de la ligne de force magnétique, on peut prendre deux fois le rayon terrestre, c'est-à-dire poser $R \approx 2R_0$. La durée de remplissage de la ceinture sera:

$$\tau \sim \frac{L}{u} = \frac{2\pi R}{u} = \frac{2\pi R^2 eH}{W_\perp c}\,. \qquad (11.3)$$

En y mettant les valeurs numériques des constantes et en prenant $H \approx 0{,}1$ Œ; $W_\parallel \sim W_\perp \sim 1$ MeV $= 1{,}6\cdot10^{-6}$ erg; $R \approx 1{,}3\cdot10^9$ cm, on obtient

$$\tau \sim 10^4 \text{ s} \sim 2\text{-}3 \text{ heures}.$$

La ceinture de radiation artificielle doit se placer entre la première et la seconde ceinture naturelle (cf. le schéma de la fig. 11.4) Le satellite « Explorer-IV », lancé avant l'expérience décrite, effectua au cours du mois de septembre 1958 plus de mille vols à travers l'enveloppe créée artificiellement. A chaque traversée, les compteurs installés sur le satellite donnaient un saut intensif de comptage d'impulsions. A titre d'illustration, on a représenté sur la fig. 11.5 l'un des enregistrements du taux de comptage d'impulsions en fonction du temps. Un brusque maximum correspond au passage du satellite à travers la ceinture de radiation artificielle. La vitesse du satellite et la forme de sa trajectoire étant connues on peut évaluer la largeur de la zone de radiation apparue; elle vaut environ 100 km. Le taux initial (les premiers jours de septembre) de comptage lors

du passage à travers la ceinture artificielle était de 10^2-10^3 fois plus grande que normale (pour des coordonnées géophysiques données). Des expériences de contrôle du passage du satellite à travers les mêmes régions de l'espace circumterrestre avant l'injection des particules ne révélèrent, comme il fallait s'y attendre, aucune anomalie dans le taux de comptage. Des résultats semblables confirmant l'apparition d'une nouvelle zone de radiation ont été obtenus par des fusées météorologiques.

Conformément aux calculs faits plus haut, quelques heures après l'injection une ceinture de radiation s'est formée au-dessus de tout le globe terrestre. La désintégration de la ceinture dura quelques

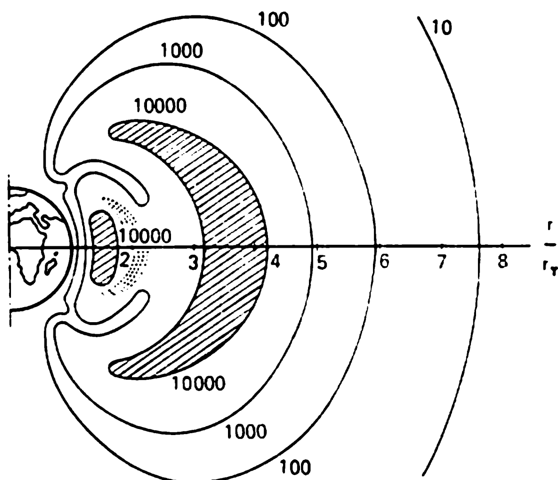


Fig. 11.4. Disposition de la ceinture de radiation artificielle de la Terre

mois ; c'est ainsi que le satellite « Pioneer-III », lancé en décembre 1958, décela encore des traces faibles de radiation ; mais le satellite « Pioneer-IV », lancé en mars 1959, n'enregistra pratiquement plus aucun signal.

La zone géographique associée au point d'injection des particules se trouvait dans l'hémisphère nord, au-dessous des Iles d'Azor. On y a observé, quelques minutes après l'injection, une aurore boréale artificielle.

L'expérience de remplissage artificiel du piège par des particules fut, en tout, un succès et permit par là même d'obtenir une confirmation expérimentale directe du fait de l'existence d'un piège magnétique terrestre.

En conclusion, formulons encore une question intéressante. La couronne de radiation est-elle un privilège particulier de la Terre ou est-elle inhérente à d'autres corps célestes ? Nous connaissons la

réponse dans trois cas. La Lune, comme l'ont montré des recherches effectuées d'abord à l'aide de fusées cosmiques lancées en Union Soviétique en direction de la Lune et comme l'ont confirmé, ensuite, des mesures faites à la surface de la Lune, ne possède pas de champ magnétique. Plus exactement, l'intensité du champ magnétique lunaire ne dépasse pas $2 \cdot 10^{-4}$ Œ. Simultanément on n'observe aucune trace de radiation intense au voisinage de la Lune.

Vénus n'a pas non plus de champ magnétique ni de ceintures de radiation ($H \approx 0{,}003$ Œ). Des mesures faites en 1962 à 30 000 km

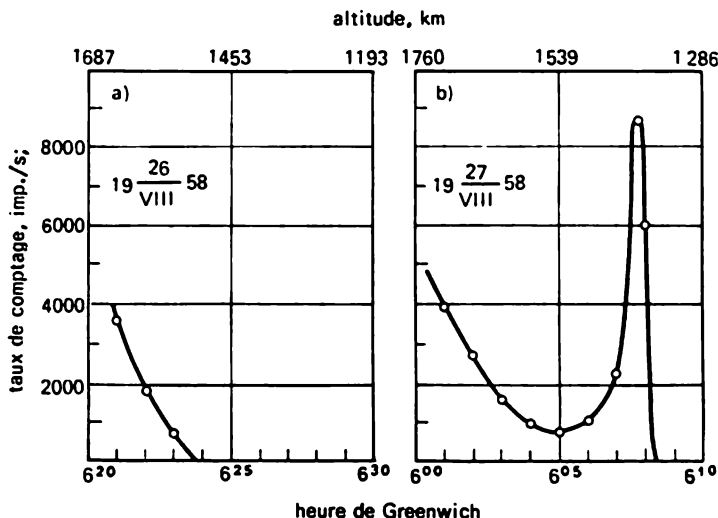


Fig. 11.5. Apparition d'une région de radiation accrue à la suite d'une explosion atomique à haute altitude. a) Graphique des résultats des observations d'une radiation naturelle 24 heures avant l'explosion atomique. b) Graphique des résultats des observations de la radiation après l'explosion atomique (le maximum a été enregistré le 27 août 1958, à 06 heures 08 mn, heure de Greenwich, approximativement 3,5 heures après l'explosion);

de la surface de la planète par la sonde vénusienne « Mariner-II » ont été complètement confirmées en 1968 par le vol et l'« atterrissage » de la sonde soviétique « Vénus-III » à la surface de Vénus, ainsi que par le vol autour de Vénus de la sonde américaine « Mariner-IV ». L'absence de champ magnétique de Vénus est probablement due à sa rotation journalière bien ralentie.

On n'a pas davantage observé de champ magnétique ni de ceinture de radiation à proximité de Mars. L'intensité du champ à une distance d'environ 10 000 km de la surface de la planète ne dépasse pas $3 \cdot 10^{-4}$ Œ, i.e. vaut moins de 1/1000 du champ magnétique terrestre (« Mariner-IV », 1965). Or, les vitesses de rotation journalière de la Terre et de Mars sont presque égales.

§ 12. FOCALISATION DANS LES CHAMPS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES TRANSVERSAUX. FOCALISATION FORTE

L'apparition des appareils optiques électroniques, dans lesquels le mouvement des particules chargées s'effectue sous l'action des champs électriques ou magnétiques à symétrie axiale, est due au transfert sur un terrain nouveau des notions et des méthodes empruntées aux chapitres de l'optique géométrique classique où l'on examine les propriétés des systèmes optiques centrés. Or, les possibilités de l'optique électronique, loin d'être épuisées par les champs axiaux, dépassent largement le cadre d'une simple adaptation des

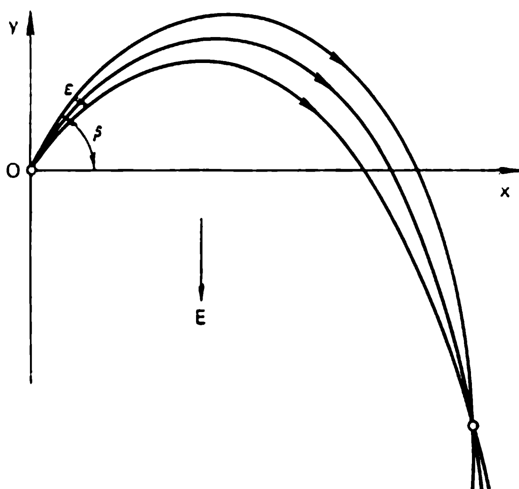


Fig. 12.1. Focalisation dans un champ électrique transversal uniforme

idées à partir desquelles s'était auparavant développée la construction d'appareils optiques.

Nous allons maintenant examiner quelques-unes des méthodes actuellement utilisées pour focaliser des faisceaux de particules chargées dans des champs électriques et magnétiques transversaux qui diffèrent nettement par leurs propriétés des champs à symétrie axiale.

Remarquons, avant tout, qu'on peut focaliser un faisceau de particules chargées qui diverge dans un seul et même plan à l'aide d'un champ électrique uniforme créé par un condensateur plan. Sur la fig. 12.1, on a représenté les trajectoires de particules de signe positif qui forment un faisceau monocinétique situé dans le plan xy et ayant une divergence angulaire ε. Un champ électrique uniforme est dirigé suivant l'axe négatif des y. Pour l'intensité du champ E, le potentiel initial qui accélère les ions est égal à U_0, et si la trajectoire moyenne fait avec l'axe des x un angle β, alors les ions for-

mant un tel faisceau convergeront, pour une valeur suffisamment petite de β, en un point de coordonnées

$$x = g \operatorname{ctg} \beta, \tag{12.1}$$

$$y = g\left(1 - \frac{1}{2}\sin^2 \beta\right), \tag{12.2}$$

où

$$g = 4U_0/E. \tag{12.3}$$

Les expressions obtenues pour les coordonnées du foyer se déduisent facilement de l'équation des trajectoires des particules dans un champ électrique uniforme.

Pour focaliser des faisceaux plans, il est toutefois plus commode d'utiliser un champ électrique créé par un condensateur cylindrique. Il peut y avoir dans un tel champ des trajectoires de particules qui coïncident avec les lignes équipotentielles. Pour un faisceau plan, ces trajectoires sont des circonférences. Une particule se déplacera à l'intérieur du condensateur le long d'une circonférence de rayon r_0, si la condition

$$mv^2/r_0 = qE(r_0) \tag{12.4}$$

est vérifiée. Dans le champ du condensateur cylindrique, on a

$$E(r) = \alpha/r. \tag{12.5}$$

La constante α est déterminée par la différence de potentiel U appliquée entre les plaques du condensateur:

$$\alpha = \frac{U}{\ln(r_2/r_1)}. \tag{12.6}$$

où r_1 et r_2 sont les rayons des plaques. La condition (12.4) peut donc s'écrire sous la forme:

$$2U_0 = \alpha = \frac{U}{\ln(r_2/r_1)}. \tag{12.7}$$

Pour les particules vérifiant cette condition toute circonférence située dans l'espace entre les plaques du condensateur est une trajectoire possible, si la vitesse initiale de la particule est dirigée le long de la circonférence. Considérons une trajectoire voisine de l'une de ces circonférences.

En coordonnées polaires, les équations du mouvement de la particule dans le champ du condensateur cylindrique sont de la forme:

$$r^2\dot{\varphi} = \text{const}, \tag{12.8}$$

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 = -\frac{q\alpha}{m}\frac{1}{r}. \tag{12.9}$$

Supposons qu'au moment $t = 0$, lorsque la particule se trouve au point A (fig. 12.2), la condition (12.4) soit remplie. Dans un tel cas

$$v_0 = \sqrt{q\alpha/m}. \qquad (12.10)$$

A une grandeur du second ordre près, on a

$$v_0 = r_0 \dot{\varphi}_0. \qquad (12.11)$$

D'où

$$r^2 \dot{\varphi} = r_0^2 \dot{\varphi}_0 = r_0 \sqrt{q\alpha/m}. \qquad (12.12)$$

En posant $r = r_0 + u$, où u est petit, et en utilisant l'équation

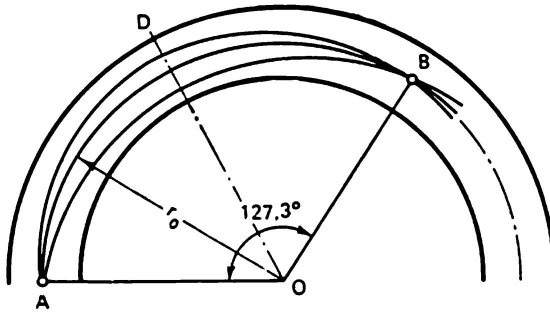


Fig. 12.2. Focalisation d'un faisceau de particules chargées dans le champ d'un condensateur cylindrique

(12.9), on obtient pour u, après quelques transformations simples, l'équation suivante:

$$\ddot{u} = -\frac{2q\alpha}{mr_0^2} u, \qquad (12.13)$$

d'où

$$u = u_0 \sin \sqrt{2q\alpha/mr_0^2} \cdot t \qquad (12.14)$$

En première approximation

$$\dot{\varphi} = \dot{\varphi}_0 \quad \text{et} \quad \varphi = \sqrt{q\alpha/mr_0^2} \cdot t. \qquad (12.15)$$

Ainsi, l'équation de la trajectoire est de la forme

$$u = u_0 \sin \sqrt{2} \cdot \varphi. \qquad (12.16)$$

L'angle φ se calcule à partir de OA. On peut trouver la valeur de u_0 à partir des conditions initiales. Au voisinage du point A

$$u = \varepsilon r_0 \varphi. \qquad (12.17)$$

Par conséquent,

$$u_0 = \varepsilon_0 r_0 / \sqrt{2}. \qquad (12.18)$$

L'équation (12.16) caractérise les propriétés focalisantes du champ du condensateur cylindrique. Signalons quelques conséquences qui résultent de cette équation.

1. Le faisceau de particules émis du point A situé à l'intérieur du condensateur sera focalisé en un point B après la rotation d'un angle égal à $\pi/\sqrt{2}$, c'est-à-dire à 127°,3.

2. Si l'on coupe le condensateur suivant OD (bissectrice de l'angle $\pi/\sqrt{2}$) pour rejeter ensuite sa seconde partie, alors le faisceau qui sort du condensateur sera parallèle. Il en résulte qu'un faisceau parallèle qui entre dans un condensateur cylindrique sera focalisé après la rotation d'un angle de $\pi/2\sqrt{2}$, c'est-à-dire de 63°,6.

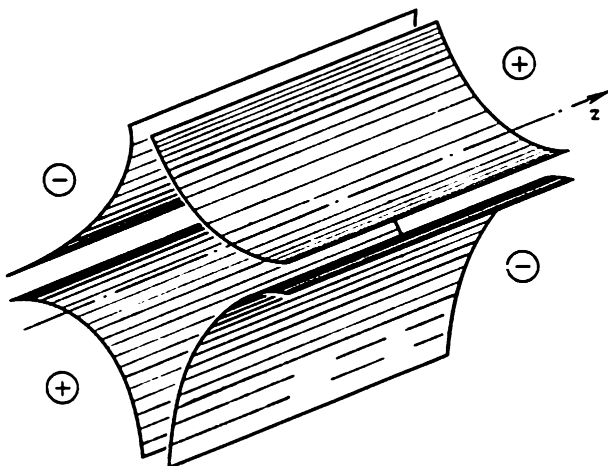


Fig. 12.3. Disposition des électrodes d'une lentille électrique quadrupolaire

Dans le cas général, un condensateur cylindrique placé sur le parcours d'un faisceau plan de particules chargées à divergence angulaire suffisamment petite sera analogue à une certaine combinaison de la lentille cylindrique focalisant les particules et du prisme faisant tourner le faisceau. Ces propriétés des champs du type considéré sont largement utilisées en spectroscopie de masse.

Examinons encore un cas important et intéressant de mouvement de particules dans des champs transversaux. Nous allons parler de la focalisation dite « forte » des faisceaux de particules chargées à l'aide de lentilles quadrupolaires qui créent des champs de type hyperbolique.

Arrêtons-nous d'abord à la focalisation dans un champ électrique. Une lentille électrique quadrupolaire peut être obtenue à l'aide du système d'électrodes représenté sur la fig. 12.3. Dans une section perpendiculaire à l'axe des z, les électrodes ont une forme hyperboli-

que ; le potentiel sur les électrodes est alternatif. L'allure du potentiel dans l'espace compris entre les électrodes dépendra des coordonnées x et y suivant la loi

$$U=\frac{a}{2}(x^2-y^2). \tag{12.19}$$

La constante a est égale à U_k/h^2, où U_k est la tension appliquée au système et h la moitié de la distance qui sépare deux électrodes opposées. Les composantes de l'intensité du champ sont déterminées par les expressions

$$E_x=-ax, \qquad E_y=ay. \tag{12.20}$$

Les lignes de force du champ hyperbolique sont représentées sur la fig. 12.4. Si l'on introduit à l'intérieur de la lentille une particule

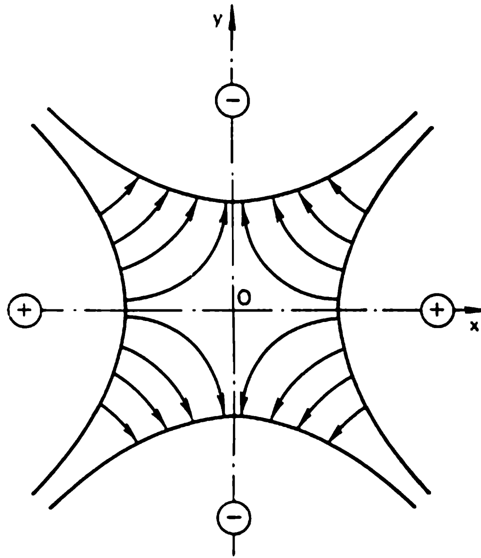


Fig. 12.4. Lignes de force d'un champ hyperbolique

positive, en sorte que sa vitesse initiale soit approximativement orientée le long de l'axe des z, alors celle-ci sera soumise à l'action d'une force qui focalisera sa trajectoire dans une direction parallèle à l'axe des x et la défocalisera dans une direction parallèle à l'axe des y.

Trouvons les projections de la trajectoire dans les plans xz et yz. Dans le plan xz l'équation du mouvement est de la forme

$$\frac{d^2x}{dt^2}=-\frac{q}{m}ax. \tag{12.21}$$

Lavitesse longitudinale de la particule lors de son mouvement dans un champ transversal reste constante; désignons-là par v_0. Effectuons dans l'équation (12.21) le changement de la variable t en la variable z; nous obtenons l'équation suivante pour la projection de la trajectoire sur le plan xz:

$$x'' = -p^2 x. \tag{12.22}$$

Ici $p = \sqrt{qa/mv_0^2} = \sqrt{a/2U_0}$, où U_0 est le potentiel accélérateur parcouru par la particule avant son entrée dans la lentille. De (12.22) résulte:

$$x = x_0 \cos pz + \frac{x_0'}{p} \sin pz, \tag{12.23}$$

ou x_0 et x_0' sont respectivement les valeurs de x et de dx/dt pour $z = 0$ à l'entrée du condensateur quadrupolaire. Si une particule entre dans le condensateur parallèlement à l'axe des z, alors

$$x = x_0 \cos pz. \tag{12.24}$$

A la sortie du condensateur, au point $z = l$, les quantités x et x', pour une même particule, sont déterminées par les égalités

$$x_l = x_0 \cos pl, \quad x_l' = -x_0 p \sin pl. \tag{12.25}$$

Pour $pl < \pi/2$, la projection de la trajectoire coupe l'axe en dehors des limites du condensateur en un point M (cf. fig. 12.5a) situé à une distance

$$\Delta z = \frac{x_l}{-x_l'} = \frac{1}{p} \operatorname{tg} pl$$

du bord du condensateur. Nous voyons que la position du point M ne dépand pas de la grandeur x_0 et, par suite, dans le plan xz, on

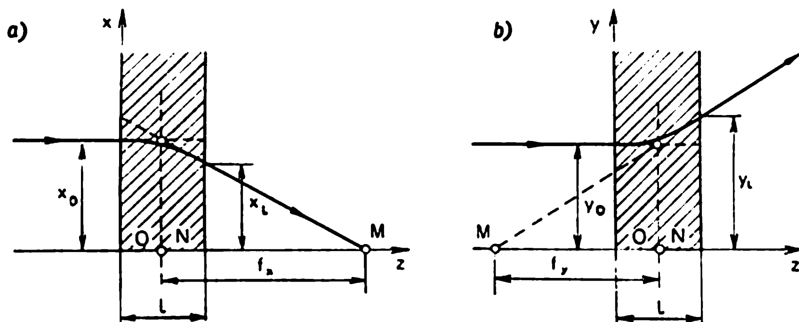


Fig. 12.5. Projections de la trajectoire d'une particule dans une lentille hyperbolique sur les plans xz et yz

peut le considérer comme le foyer de la lentille électrique; c'est en ce point que se coupent les projections des trajectoires qui entrent dans le champ du condensateur quadrupolaire parallèlement à l'axe des z.

Trouvons la valeur f_x de la distance focale dans le plan xz. Conformément aux règles de l'optique géométrique, il faut pour cela prolonger le rayon qui passe par le point M jusqu'à son intersection avec le prolongement du rayon entrant et mener par ce point d'intersection le plan perpendiculaire à l'axe des z. Ce plan (plan arrière principal de la lentille, en langage de l'optique géométrique) coupe l'axe des z en point N. La distance MN sera la distance focale de la lentille. Il est évident que

$$f_x = \frac{x_0}{-x'_l} = \frac{1}{p} \sin pl. \qquad (12.26)$$

En répétant toute la suite des raisonnements relativement à la projection de la trajectoire de la particule sur le plan yz, nous arrivons au résultat suivant. L'équation du mouvement est de la forme

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{q}{m} ay. \qquad (12.27)$$

L'équation de la trajectoire:

$$y'' = p^2 y. \qquad (12.28)$$

En résolvant cette équation pour une particule qui arrive sur la lentille parallèlement à l'axe des z (i.e. pour $y'_0 = 0$), on obtient l'expression

$$y = y_0 \cos hpz. \qquad (12.29)$$

La distance focale f_y dans le plan yz est négative, i.e. le système considéré est analogue à une lentille divergente (cf. fig. 12.5b):

$$f_y = -\frac{y_0}{y'_l} = -\frac{1}{p} \sin hpl. \qquad (12.30)$$

Supposons à présent qu'à une certaine distance du condensateur quadrupolaire considéré sur l'axe des z se trouve un second conden-

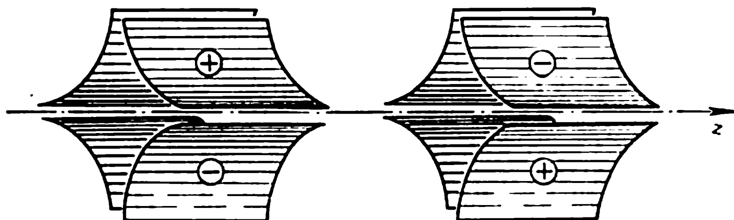


Fig. 12.6. Système formé de deux condensateurs quadrupolaires, dont les champs électriques font entre eux un angle de 90°

sateur identique dont le champ électrique fait un angle de 90° par rapport au prémier (fig. 12.6). Nous considérerons que les dimensions géométriques et les tensions sont les mêmes pour les deux condensateurs.

Expliquons l'action d'un tel système sur un faisceau de particules qui le traverse; pour fixer les idées, nous supposons que les particules aient des charges positives. Dans le cas général, le calcul de la trajectoire est assez compliqué et les formules définitives ne sont pas évidentes. Pour simplifier, nous supposons que les deux condensateurs aient les propriétés d'une lentille mince. Cela signifie

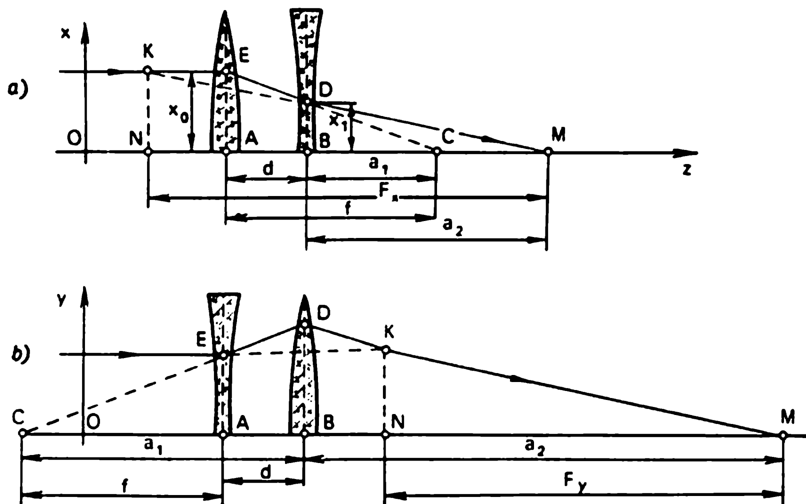


Fig. 12.7. Similitude optique d'un système de lentilles électriques quadrupolaires. a) Focalisation dans le plan xz. b) Focalisation dans le plan yz. Les distances focales sont égales ($F_x = F_y$), mais les positions des foyers (point M) et des plans principaux (KN) sont bien différentes

que leur longueur l est petite par rapport à la distance focale. Il est facile de s'en convaincre si $pl \ll 1$. En effet, on a alors

$$\frac{1}{f_x} = p \sin pl = p\left(pl - \frac{p^3 l^3}{6} + \ldots\right),$$

$$\frac{1}{f_y} = -p \sin hpl = -p\left(pl + \frac{p^3 l^3}{6} + \ldots\right);$$

et donc,

$$l/f_x \approx (pl)^2 \text{ et } |\, l/f_y \,| \approx (pl)^2.$$

Remarquons que pour $pl \ll 1$ les quantités f_x et $-f_y$ ne diffèrent entre elles que par un terme de troisième ordre de petitesse; nous pouvons donc poser

$$f_x \approx -f_y = f = 1/p^2 l. \qquad (12.31)$$

La combinaison de lentilles électriques considérée est, de par ses propriétés focalisantes, équivalente, dans le plan xz, au système formé des deux lentilles optiques minces représentées sur la fig. 12.7a et, dans le plan yz, au système représenté sur la fig. 12.7b. Dans le

premier cas, sur le trajet du faisceau de rayons sont disposées deux lentilles, la première convergente, la seconde divergente; dans le second cas, les lentilles changent de place. Il est aisé de voir que, pour une distance d pas trop grande entre les lentilles, les deux systèmes ainsi formés de deux lentilles ont une action convergente sur un faisceau de rayons incident sur eux. La raison en est finalement que les rayons passent à travers la lentille convergente à une distance plus grande de l'axe qu'ils ne le font à travers la lentille divergente; l'effet de focalisation l'emporte sur celui de défocalisation.

Calculons la distance focale F_x pour le système optique représenté sur la fig. 12.7a, en supposant que la distance entre les lentilles soit plus petite que la distance focale f de chaque lentille. De la similitude des triangles KNM et DBM, d'une part, et EAC et DBC, d'autre part, nous obtenons

$$F_x/a_2 = x_0/x_1 \text{ et } f\,(f-d) = x_0/x_1,$$

d'où

$$F_x = a_2 \frac{f}{f-d}.$$

L'équation de la seconde lentille (divergente) est, dans les notations classiques de l'optique géométrique, de la forme

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = -\frac{1}{f}.$$

Ici a_1 et a_2 sont les distances du centre de la lentille (supposée mince) à l'objet et à l'image. Dans le cas présent, un faisceau convergent de rayons incide sur la lentille; c'est pourquoi sur la distance séparant la lentille de l'objet il faut prendre le segment BC avec le signe moins. Ainsi, $BC = f - d = -a_1$. En combinant les égalités écrites, nous obenons

$$F_x = f^2/d. \qquad (12.32)$$

Un calcul analogue pour le système représenté sur la fig. 12.7b montre que, dans ce cas aussi, nous avons pour F_y la formule (12.32).

Ainsi, le système formé de deux lentilles électriques quadrupolaires dont les champs font un angle de 90° a une action focalisante, aussi bien dans le plan xz que dans le plan yz, les distances focales étant identiques pour les deux projections de la trajectoire. Remarquons que pour le système considéré de lentilles l'effet de focalisation qui en résulte a une origine axiale (cf. fig. 3.2); dans les deux cas, elle apparaît à la suite de l'effet convergent dépassant celui divergent.

La méthode décrite pour focaliser des faisceaux peut être utilisée avec succès lorsqu'on remplace les champs électriques par des champs magnétiques ayant une forme analogue. Un condensateur quadrupolaire est alors remplacé par une lentille magnétique quadrupolaire et, dans l'espace situé entre les pièces polaires, on crée un champ

magnétique de type hyperbolique. Examinons le passage d'une particule chargée à travers une lentille magnétique de ce type (fig. 12.8). Les composantes du vecteur H sont respectivement égales à

$$H_x = by \quad \text{et} \quad H_y = bx, \tag{12.33}$$

où b est une constante qui dépend de l'aimantation des pôles et de la distance qui les sépare. Les équations du mouvement seront :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{qb}{mv_0c}x; \quad \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{qb}{mv_0c}y. \tag{12.34}$$

Par leur caractère, ces équations sont identiques aux équations (12.21) et (12.27). C'est pourquoi, pour caractériser quantitativement l'ac-

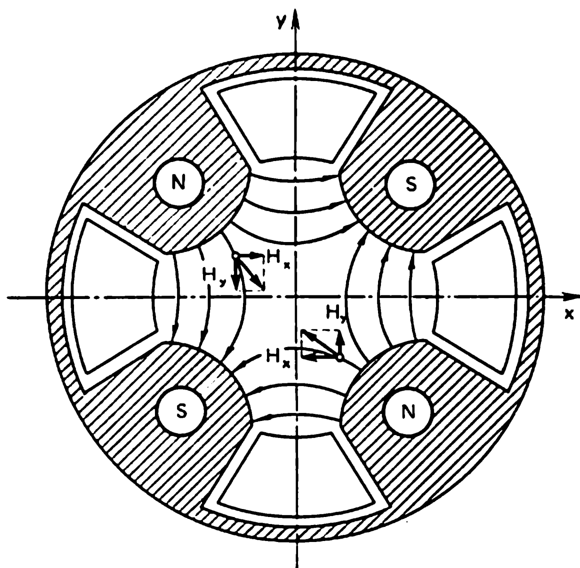


Fig. 12.8. Aimant quadrupolaire à pôles hyperboliques

tion focalisante du système constitué de deux lentilles magnétiques quadrupolaires, on peut à juste titre appliquer les formules (12.31) et (12.32) obtenues pour des systèmes de lentilles électriques. La constante p qui figure dans ces formules est égale, pour un système magnétique, à

$$\sqrt{qb/mv_0c}\,.$$

Les lentilles magnétiques quadrupolaires présentent un grand avantage sur les lentilles électriques pour focaliser des particules de grande énergie. Pour des particules qui se déplacent avec une

vitesse voisine de celle de la lumière, i.e. pour $v_0 \approx c$, les forces focalisantes des lentilles quadrupolaires magnétique et électrique sont égales, si la constante a dans l'expression de p pour une lentille électrique

$$p_e = \sqrt{qa/mv_0^2} \approx \sqrt{qa/mc^2}$$

est numériquement égale à la constante b dans l'expression de p pour une lentille magnétique:

$$p_m = \sqrt{qb/mv_0c} \approx \sqrt{qb/mc^2}.$$

Mais l'égalité de ces constantes signifie l'égalité des intensités de deux champs dans le système d'unités de Gauss (à des distances égales de l'axe des z). En conséquence, l'action focalisante sera identique si $E = H$. Actuellement, il est tout à fait possible de construire techniquement des lentilles magnétiques dont le champ va de 10^4 à 10^5 Œ. L'intensité du champ d'une lentille électrique ayant la même distance focale doit valoir de $3 \cdot 10^6$ à $3 \cdot 10^7$ V/cm, ce qui est pratiquement irréalisable.

En liaison avec ce que nous venons de voir, les lentilles magnétiques quadrupolaires sont largement utilisées dans la technique des accélérateurs et en physique nucléaire. La méthode elle-même du pincement de faisceaux d'électrons ou d'ions par des champs hyperboliques a reçu le nom de focalisation « forte » ou à gradient alternatif, à l'opposé de la focalisation « faible » examinée au § 8 qui s'accompagne d'une rotation de la trajectoire d'un angle de l'ordre de 180° dans un champ transversal. On peut dire que les succès brillants de la technique des accélérateurs pour les 10-15 dernières années sont essentiellement liés à l'application du principe de focalisation forte. Nous reviendrons à cette question au chapitre IV.

Il est naturel de poser la question suivante: est-il possible d'utiliser un système de lentilles quadrupolaires non seulement pour pincer des faisceaux, mais aussi pour obtenir de bonnes images dans des faisceaux d'électrons ou d'ions? On peut répondre à cette question de la façon suivante. Dans chacun de deux plans de coordonnées pris isolément, un tel système possède toutes les propriétés nécessaires pour obtenir des images optiques d'objets situés dans des rayons paraxiaux. Mais lorsque sur le « doublet » considéré formé de lentilles quadrupolaires incide un faisceau parallèle ou issu d'un point, le faisceau de rayons obtenu à la sortie du système sera généralement astigmatique, malgré l'égalité des distances focales F_x et F_y dans les deux plans. Comme il ressort des fig. 12.7a et b, cela résulte de la différence de position des plans principaux lors de la focalisation dans des directions respectivement perpendiculaires. Bien sûr, si l'on choisit d'une manière appropriée la force des lentilles et les paramètres géométriques du système, on peut faire qu'un fais-

ceau parallèle converge en un point (fig. 12.9). La position des plans principaux et les valeurs des distances focales seront dans ce cas nettement différentes pour les deux directions. Il en ira de même pour les grossissements, comme on le voit d'après l'inégalité des angles sous lesquels convergent les rayons au point focal dans les deux plans de coordonnées. Une analyse détaillée montre qu'en compliquant davantage les systèmes optiques (construction de triplets, de quadruplets, etc.) on peut arriver à obtenir des grossissements voisins et à faire coïncider les plans principaux et les distances focales.

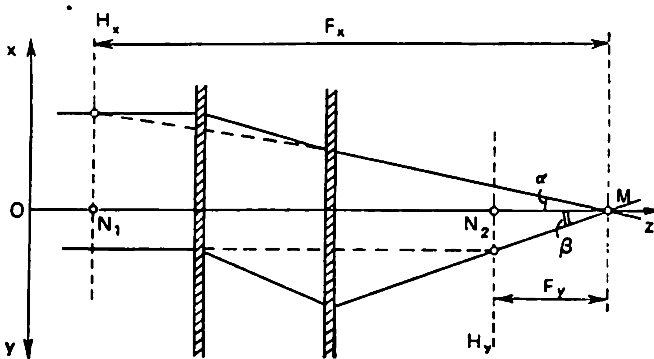


Fig. 12.9. Système de lentilles quadrupolaires sans astigmatisme. Les positions des plans principaux (H_x et H_y) et les valeurs des distances focales dans les deux plans (xz et yz) diffèrent nettement. Les agrandissements diffèrent eux aussi ($\alpha \neq \beta$)

L'avantage essentiel des lentilles quadrupolaires est leur grande puissance focalisante ; d'un point de vue physique cela est lié à ce que le champ fondamental est ici transversal par rapport au faisceau. C'est pourquoi, dans le cas de lentilles quadrupolaires, on a pour ainsi dire une focalisation « du premier ordre » à la différence de la focalisation « du second ordre » dans les systèmes à symétrie axiale. Là, le champ fondamental est dirigé le long du faisceau et la focalisation résulte des petites composantes transversales du champ.

Outre leur grande puissance focalisante qui permet, comme nous l'avons déjà dit, leur large utilisation pour transporter des faisceaux de grande énergie dans les accélérateurs, de tels systèmes présentent encore certains avantages. Dans bon nombre de circonstances, il est utile de créer des faisceaux astigmatiques ; ainsi, il est tout à fait raisonnable d'utiliser un faisceau cunéiforme en spectroscopie de masse. Pour augmenter l'intensité, il est souhaitable de former sur la fente d'entrée un faisceau de hauteur suffisante et

d'une faible divergence verticale. Dans la direction horizontale, là où s'effectue la séparation en fonction des masses, les dimensions (largeur) du faisceau sur la fente d'entrée doivent être très petites. Il est facile de former un tel faisceau à l'aide de lentilles quadrupolaires. En microscopie électronique, c'est le problème inverse qui se pose; il faut supprimer l'astigmatisme du faisceau. A cette fin, on utilise aussi des correcteurs formés de lentilles quadrupolaires.

Aux avantages des lentilles quadrupolaires il faut encore rattacher la possibilité de remédier aux aberrations chromatique et sphérique. On essaie actuellement de réaliser de tels systèmes. Parmi les inconvénients des lentilles quadrupolaires on peut mentionnner leurs fabrication et réglage assez difficiles en comparaison des lentilles ordinaires.

Chapitre III

MOUVEMENT DANS DES CHAMPS COMBINÉS

§ 13. MOUVEMENT DE PARTICULES CHARGÉES SOUS L'ACTION D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE UNIFORME ET D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE UNIFORME

Supposons que les directions des champs électrique et magnétique coïncident. Orientons l'axe des z dans la direction de ces champs et supposons qu'au moment initial la particule se trouve au point O et a une vitesse qui fait un angle α avec l'axe des z (fig. 13.1). Tout

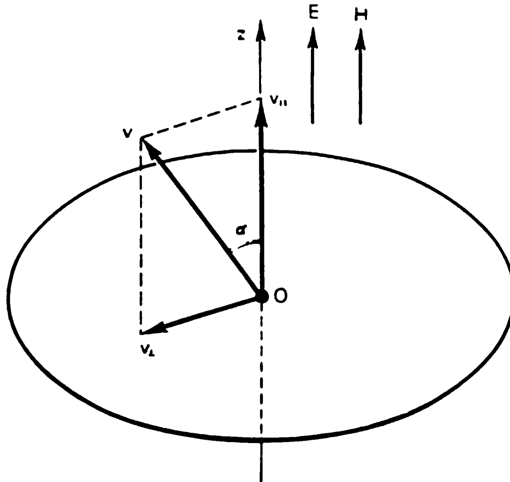


Fig. 13.1. Composantes de la vitesse initiale d'une particule en mouvement dans des champs électrique et magnétique dont les directions coïncident

comme dans le cas examiné précédemment, lorsque la particule se déplaçait sous l'action du seul champ magnétique, il convient d'examiner séparément le mouvement dans un plan perpendiculaire à l'axe des z et celui le long de l'axe des z. Dans le plan perpendiculaire à cet axe, la particule se déplacera suivant une circonférence dont le rayon est déterminé par l'expression

$$\rho = \frac{mc}{qH} v \sin \alpha. \qquad (13.1)$$

Le long de l'axe des z le mouvement sera uniformément accéléré (ou uniformément retardé) avec une accélération

$$j = qE/m. \tag{13.2}$$

Finalement, la trajectoire de la particule sera une hélice à pas variable (fig. 13.2 et 13.3).

Un cas un peu plus compliqué est celui où le champ électrique est perpendiculaire au champ magnétique. Orientons l'axe des y

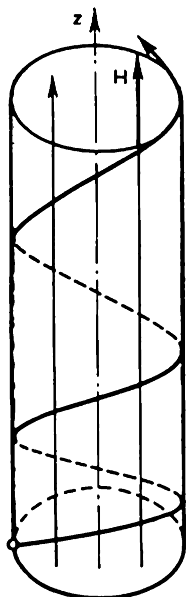


Fig. 13.2. Mouvement sous l'action de champs uniformes. Les vecteurs $\boldsymbol{E}$ et $\boldsymbol{H}$ sont parallèles

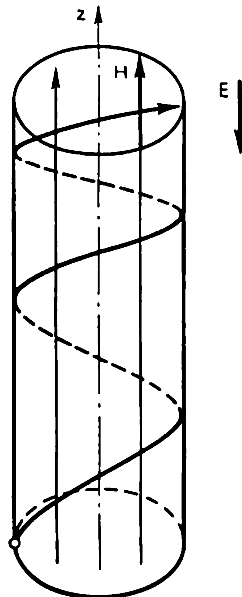


Fig. 13.3. Mouvement sous l'action de champs uniformes. Les vecteurs $\boldsymbol{E}$ et $\boldsymbol{H}$ sont anti-parallèles.

le long du champ électrique, l'axe des z suivant le champ magnétique, et supposons pour plus de simplicité que la vitesse initiale de la particule soit contenue dans le plan xy. Dans ce cas, toute la trajectoire de la particule sera aussi contenue dans ce plan. Les équations du mouvement seront de la forme

$$\left.\begin{aligned} m\ddot{x} &= \frac{q}{c}(v \times \boldsymbol{H})_x = \frac{q}{c} H\dot{y}, \\ m\ddot{y} &= \frac{q}{c}(v \times \boldsymbol{H})_y + qE_y = qE - \frac{q}{c} H\dot{x}. \end{aligned}\right\} \tag{13.3}$$

Le moyen le plus rapide et le plus concret de résoudre ces équations est de faire un changement de variables. Introduisons à la place de x une nouvelle variable x_1 selon la formule

$$x_1 = x - ut, \tag{13.4}$$

où u est une constante. Le sens physique d'une telle transformation est le passage à un nouveau système de coordonnées qui se déplace par rapport au système initial à la vitesse u dans la direction de l'axe des x. On peut maintenant récrire les équations (13.3) sous la forme suivante :

$$\ddot{x}_1 = \frac{q}{mc} H\dot{y}, \quad \ddot{y} = \frac{q}{m} E - \frac{q}{mc} H\dot{x}_1 - \frac{q}{mc} Hu. \qquad (13.5)$$

Si l'on choisit la constante u égale à

$$u = cE/H, \qquad (13.6)$$

alors la seconde des équations (13.5) se simplifie et le système prend la forme suivante :

$$\ddot{x}_1 = \frac{qH}{mc} \dot{y} = \omega \dot{y}, \quad \ddot{y} = -\frac{qH}{mc} \dot{x}_1 = -\omega \dot{x}_1. \qquad (13.7)$$

Le champ électrique ne figure plus dans les dernières égalités qui représentent, au fond, les équations du mouvement d'une particule soumise à l'action d'un champ magnétique uniforme. Ainsi, dans le

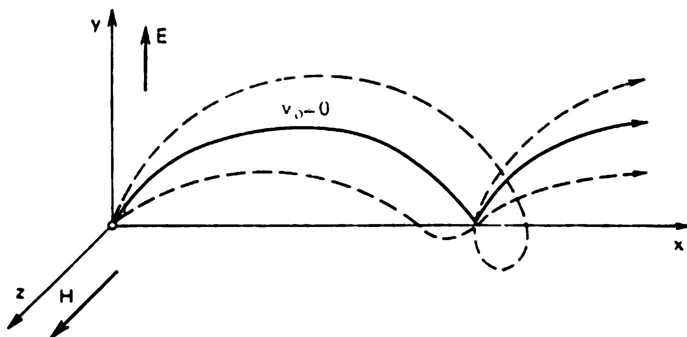


Fig. 13.4. Différents types de trochoïdes

nouveau système de coordonnées (x_1, y), la particule doit décrire une circonférence. Comme ce nouveau système de coordonnées se déplace lui-même par rapport au système initial à la vitesse $u = cE/H$, alors le mouvement résultant de la particule sera composé d'un déplacement uniforme le long de l'axe des x et d'une rotation suivant une circonférence dans le plan xy. On sait que la trajectoire qui résulte de la composition de deux mouvements de ce type est, dans le cas général, une trochoïde. On a représenté sur la fig. 13.4 différents types de trochoïdes qui correspondent à des vitesses initiales de la particule différentes en valeur et en direction. En particulier, si la vitesse initiale est nulle, on a le cas le plus simple du mouvement de ce type ; la particule décrit une cycloïde .

On obtient un autre cas particulier intéressant si la vitesse initiale de la particule est dirigée le long de l'axe des x et égale à cE/H.

Dans ce cas, la trajectoire trochoïdale dégénère en une droite, car dans le système de coordonnées (x_1, y) la particule est au repos.

Remarquons que le mouvement de la particule sous l'action de champs électrique et magnétique croisés a des traits communs avec son mouvement dans un champ magnétique non uniforme. Dans les deux cas, le mouvement résultant se compose d'une rotation suivant une circonférence et d'un déplacement progressif du centre de la circonférence, appelé dérive. Il faut toutefois avoir en vue que, à la différence de la dérive dans un champ magnétique non uniforme, où les particules de charges différentes ont une vitesse de dérive de sens opposé, la direction de la dérive dans des champs croisés ne dépend pas du signe de la charge.

Il est aisé de déterminer le caractère du mouvement de la particule même dans le cas le plus général où les champs électrique et magnétique sont arbitrairement orientés l'un par rapport à l'autre. Choisissons le système de coordonnées en sorte que l'axe des z coïncide avec la direction du champ magnétique et que l'axe des y soit dirigé le long de la composante du champ électrique perpendiculaire au champ magnétique (fig. 13.5). Dans le cas général, il est aussi commode de considérer le déplacement résultant de la particule comme composé de deux mouvements plus simples: dans le plan xy et le long de l'axe des z. La projection de la trajectoire sur le plan xy sera une trochoïde. Le long de l'axe des z la particule sera animée d'un mouvement uniformément accéléré ou uniformément retardé. Le mouvement résultant prendra alors la forme d'une courbe gauche assez compliquée dont un cas particulier est représenté sur la fig. 13.5.

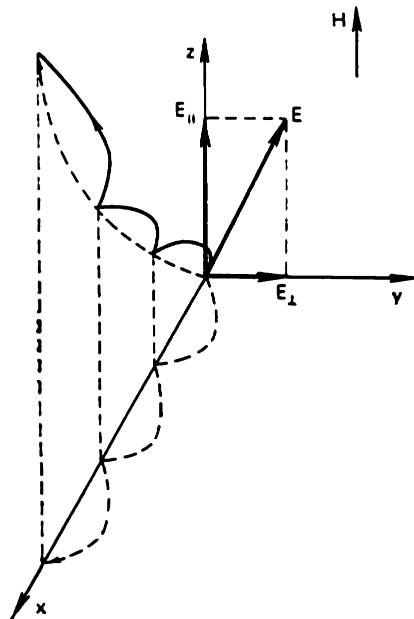


Fig. 13.5. Cas particulier de mouvement dans des champs électrique et magnétique uniformes arbitrairement orientés

§ 14. LOIS GÉNÉRALES CARACTÉRISANT LE MOUVEMENT DES PARTICULES CHARGÉES DANS DES CHAMPS COMBINÉS

Lorsqu'on étudie le mouvement d'une particule dans des champs combinés, il apparaît une quantité extrême de cas particuliers. Cela complique naturellement le développement de méthodes géné-

rales pour analyser de tels problèmes. Il existe cependant quelques classes de problèmes pour lesquelles on peut utiliser avec succès des méthodes générales. Tout d'abord, il est facile de généraliser les résultats obtenus précédemment, relatifs au mouvement dans un champ axial purement électrostatique ou purement magnétique, au cas général où la particule se déplace dans un champ axial combiné. Au fond, les problèmes de ce type relèvent de la théorie des systèmes optiques électroniques centrés; toutefois, une telle généralisation n'amène pas de résultats nouveaux intéressants.

On peut aussi mettre au point une méthode générale pour examiner le mouvement de particules chargées dans les systèmes utilisés dans la spectroscopie de masse. Les systèmes de ce type sont composés de condensateurs cylindriques et d'aimants en secteurs qui agissent successivement ou simultanément sur un faisceau de particules. La théorie de ces disperseurs repose sur des principes simples et est suffisamment bien élaborée. Nous donnerons certains résultats de l'application de cette théorie dans les paragraphes suivants lors de la description des spectromètres de masse de construction différente, des appareils utilisés pour la séparation électromagnétique des isotopes, etc.

Enfin, la dernière classe de problèmes englobe les cas du mouvement d'une particule dans un champ magnétique intense à variation spatiale faible soumise, de plus, à l'action simultanée d'un champ électrique faible. Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, si le champ magnétique ne varie pas de manière sensible et s'il n'y a pas de champ électrique, alors on peut étudier le mouvement de la particule à l'aide de la théorie de la dérive. Même s'il existe un champ électrique, mais faible, les principes de la théorie de dérive restent en vigueur; dans ce cas, outre la dérive résultant de la non-uniformité du champ magnétique, apparaît aussi une dérive due au champ électrique. On peut considérer qu'un champ électrique est faible si le champ magnétique ne varie pas de manière sensible à une distance voisine de la hauteur d'une cycloïde. La vitesse de dérive de la particule est alors déterminée à l'aide des formules (10.20 et 13.6) obtenues plus haut.

Etudions qualitativement deux exemples de mouvement de ce type.

1. Supposons qu'un électron se déplace dans le champ créé par un conducteur rectiligne (fig. 14.1). L'intensité du champ magnétique du courant décroît de manière inversement proportionnelle à la distance au conducteur; d'après la formule (10.23), le mouvement de l'électron doit s'effectuer dans une direction perpendiculaire à H et grad H, i.e. le long du conducteur (fig. 14.1a) *). A côté de ce mouvement de dérive apparaît aussi une autre dérive sous l'action du champ électrique résultant de la chute de tension le long du con-

*) Pour plus de simplicité, on analyse le mouvement d'un électron dont la vitesse initiale n'a pas de composante dans la direction φ.

ducteur (fig. 14.1b). On suppose que le champ électrique soit partout uniforme et dirigé parallèlement à l'axe des z. La trajectoire résultante est représentée sur la fig. 14.1c. Rappelons que l'intensité du champ magnétique est toujours supposée très grande, en d'autres termes, que le diamètre de la circonférence de Larmor est petit par rapport aux autres dimensions caractéristiques figurant dans le problème.

A l'aide de cet exemple, on peut illustrer une autre loi dont la démonstration générale sort du cadre de notre exposé. Il s'agit de la conservation de l'invariant adiabatique $W_{\perp}/H$ dans le processus du mouvement. Comme on l'a montré au ch. II, cette quantité reste

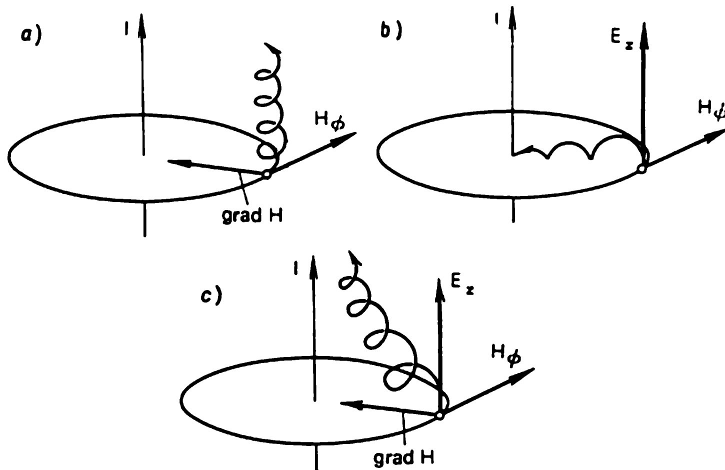


Fig. 14.1. Mouvement d'un électron dans le champ d'un conducteur rectiligne parcouru par un courant. a) Dérive purement magnétique. b) Dérive dans des champs électrique et magnétique croisés. c) Dérive résultante

constante lorsque la particule se déplace dans des champs magnétiques non uniformes, à condition que le champ magnétique subit une variation suffisamment lente. Lorsqu'elle se déplace dans des champs uniformes croisés (cf. paragraphe précédent), cette quantité ne modifie pas, puisque cette particule dérive perpendiculairement à la direction des forces électriques et que l'énergie cinétique de son mouvement de rotation est inchangée. Enfin, dans notre exemple, la quantité $W_{\perp}/H$ reste également constante, bien que l'énergie du mouvement de rotation et le champ magnétique varient le long du trajet de la particule.

En effet,

$$\frac{W_{\perp}}{H} = \frac{W_0 + eE_z}{H} = \frac{W_0 + eE_z}{2I/r};$$

en faisant appel à l'équation de la trajectoire, on peut se convaincre que cette quantité reste constante.

2. Le second exemple de mouvement d'électrons dans des champs combinés provient de l'analyse de l'une des difficultés auxquelles se sont heurtés de nombreux physiciens au moment de la mise au point de la méthode électromagnétique de séparation des isotopes. La difficulté consistait à ne pas pouvoir évacuer assez rapidement les électrons, apparus d'une manière ou d'une autre dans un champ magnétique intense surtout pour une certaine configuration du champ électrique, ce qui provoque une ionisation en volume fort

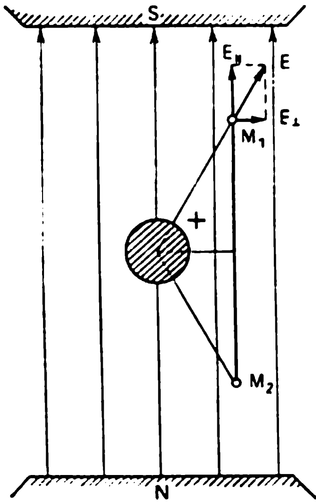


Fig. 14.2. Comment se déplacera un électron soumis à l'action d'un champ magnétique uniforme et d'un champ électrique central?

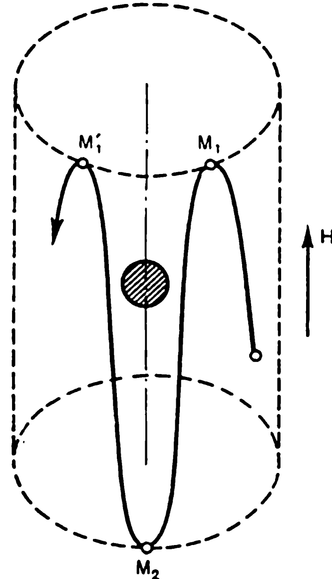


Fig. 14.3. Trajectoire d'un électron dans un champ magnétique uniforme et un champ électrique central (schématiquement)

importante et par là même des décharges parasitiques intenses entre des détails isolés de l'appareil.

Un modèle idéalisé de ce processus est le mouvement d'un électron dans le champ combiné représenté sur la fig. 14.2. Le champ électrique est formé ici par une charge positive sur une sphère métallique, le champ magnétique étant uniforme. Supposons que la vitesse initiale de l'électron se trouvant au point M_1 soit nulle. Décomposons le vecteur champ électrique en une composante parallèle au champ magnétique et l'autre perpendiculaire à ce champ. Si seule agissait la composante $E_{\parallel}$, alors l'électron aurait un mouvement oscillant entre les points M_1 et M_2 le long des lignes de force du champ magnétique. La composante $E_{\perp}$ fait qu'à ce mouvement s'ajoute une dérive sous l'action des champs croisés $E_{\perp}$ et H. La

dérive sera azimutale. La trajectoire du mouvement résultant (mouvement du centre instantané) est schématiquement représentée sur la fig. 14.3. Comme la trajectoire de la particule est relativement compliquée, nous avons omis sur le dessin quelques petits détails (mouvement cycloïdal).

§ 15. PRINCIPES FONDAMENTAUX DE LA SPECTROSCOPIE DE MASSE

Les méthodes bien connues pour mesurer la grandeur e/m pour les électrons permettent de définir une seule constante, bien que très importante: la masse de l'électron (en supposant que la charge de l'électron ait été déterminée par un autre moyen). Les mesures de la grandeur e/M pour des ions dont la charge est connue permettent de trouver la masse d'un atome de l'élément chimique donné. Si toutefois les expériences correspondantes ont été faites avec une précision suffisante, elles déterminent en outre la quantité d'énergie que possède le noyau de l'atome étudié.

Les méthodes de détermination de e/M pour des ions sont actuellement bien développées et poussées à un haut degré de perfection. Elles forment une branche indépendante de la technique expérimentale, appelée spectroscopie de masse. Les systèmes de détermination de e/M où l'on fait appel à des compositions de champs électriques et magnétiques sont les plus répandus. Le premier système suffisam-

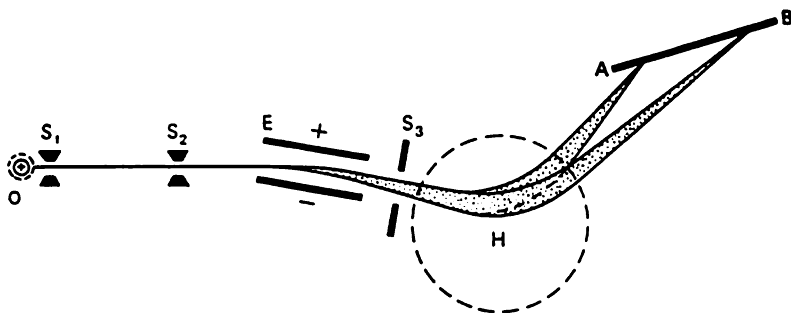


Fig. 15.1. Schéma du spectromètre de masse d'Aston. O — la source ionique, S_1, S_2, S_3 — un système des diaphragmes d'ouverture, AB — une plaque photographique

ment efficace de ce type fut construit par Aston en 1917. L'appareil d'Aston (cf. fig. schématique 15.1) contient tous les éléments fondamentaux du spectrographe de masse moderne. Dans cet appareil, un faisceau pratiquement parallèle d'ions passe d'abord à travers un champ électrique déflecteur entre les faces d'un condensateur puis dans un champ magnétique transversal. Les ions à valeur identique de e/M se focalisent en des points situés le long de la droite AB où se trouve une plaque photographique. Aston fut le premier à mesurer, à l'aide de cet appareil, les masses des atomes isolés et découvrit,

dans une série de recherches fondamentales, l'existence d'isotopes pour un grand nombre d'éléments chimiques différents. Nous ne nous arrêterons pas sur la construction de cet appareil ni sur la théorie de son fonctionnement, vu qu'actuellement il n'a qu'un intérêt historique. Noterons seulement sa singularité principale: c'est dans cet appareil que fut pour la première fois réalisée la focalisation des ions ayant des vitesses initiales différentes dans l'espace.

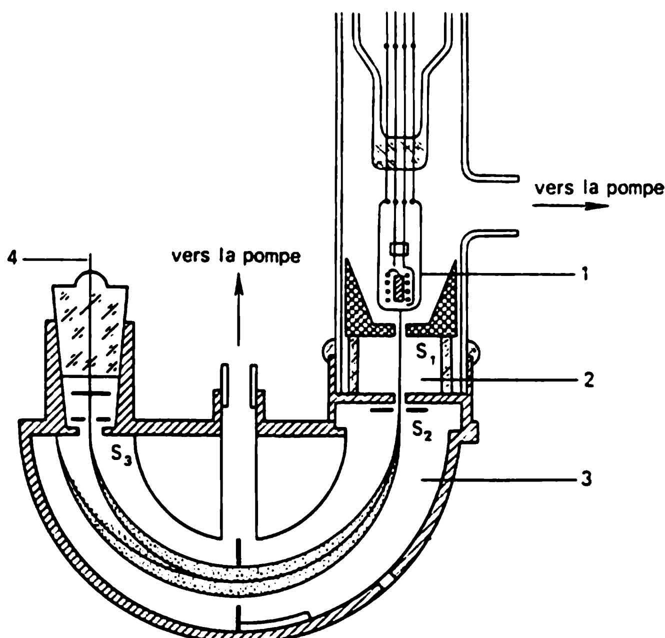


Fig. 15.2. Schéma du spectromètre de masse de Dampster. *1* — source ionique; *2* — chambre d'accélération des ions (une différence de potentiel accélératrice est appliquée entre les fentes S_1 et S_2); *3* — analyseur; le champ magnétique est perpendiculaire au plan du dessin; *4* — collecteur d'ions; S_3 — fente d'entrée du récepteur d'ions

A peu près en même temps qu'Aston, le physicien américain Dempster construisit un appareil d'un autre type (fig. 15.2). Dans ce système, à l'opposé de ce qui se passe dans le spectrographe de masse d'Aston, l'énergie initiale des ions est pratiquement identique. Un faisceau d'ions légèrement divergent accéléré par une différence de potentiel arrive dans un champ magnétique transversal et se focalise après avoir tourné de 180°. La théorie de cet appareil est très simple: le rayon de courbure de la trajectoire ionique dans un champ magnétique transversal est déterminé par l'expression:

$$\rho = \frac{Mvc}{qH} .$$

Comme tous les ions traversent la même différence de potentiel U, alors

$$\frac{Mv^2}{2} = qU$$

et, par suite,

$$l = 2\rho = 2c \sqrt{\frac{2U}{q}} \frac{\sqrt{M}}{H} . \qquad (15.1)$$

La dernière égalité permet de déterminer la position des foyers pour des ions ayant des masses différentes.

Les premiers types de spectromètres de masse étaient naturellement très imparfaits : l'intensité des faisceaux ioniques était petite, le fonctionnement des sources ioniques était instable, la focalisation n'était pas bonne et une mesure précise de la masse des atomes était impossible. Le développement ultérieur de la spectroscopie de masse se fit dans les directions fondamentales suivantes :

1. Perfectionnement des méthodes de focalisation reposant sur la mise au point de la théorie optique électronique des systèmes spectroscopiques de masse.

2. Mise au point des sources d'ions permettant d'obtenir des faisceaux ioniques de grande intensité et très monocinétiques.

3. Stabilisation des champs électriques et magnétiques et perfectionnement de la technique d'enregistrement des raies de masse.

Dans la majeure partie des appareils modernes on utilise, pour obtenir des lignes de masse bien focalisées, diverses combinaisons d'éléments optiques électroniques déjà connus : condensateurs cylindriques et champs magnétiques en secteurs. Par un choix convenable de la configuration des éléments fondamentaux indiqués on peut, comme le montre le calcul, réaliser une focalisation parfaite pour des ions ayant une valeur donnée de e/M et dont les vitesses initiales ainsi que les directions de déplacement sont différentes. Malheureusement, le mécanisme d'une telle focalisation double, en vitesses et directions, réalisée dans les spectromètres de masse, est impossible à expliquer convenablement et avec un caractère concret suffisant ; l'exposé d'une théorie rigoureuse sort du cadre de ce livre. Il y a cependant un cas où la possibilité d'obtenir, en principe, une focalisation idéale est bien facile à expliquer en utilisant le matériel déjà connu.

Au § 13 on a étudié le cas du mouvement des particules dans des champs électriques et magnétiques croisés uniformes. Un faisceau de particules ayant une valeur donnée de e/M et une répartition quelconque des vitesses initiales et des directions, issu d'une fente étroite S_1 orientée le long des lignes de force du champ magnétique (fig. 15.3), converge de nouveau en une ligne étroite S_2 distante de la fente-source de

$$l = \frac{2\pi mc^2}{q} \frac{E}{H^2} . \qquad (15.2)$$

Dans un tel système, tous les ions décrivent une trajectoire trochoïdale.

Un spectromètre de masse construit sur le principe indiqué s'appelle un trochotron. En principe, cet appareil a des propriétés de focalisation idéales; toutefois, sa réalisation pratique se heurte à des sérieuses difficultés dues à la création d'un champ électrique intense et rigoureusement uniforme dans un volume important.

La spectroscopie de masse permet de résoudre deux problèmes essentiels: primo, de déterminer avec une grande précision les masses des atomes; secundo, d'étudier la concentration isotopique relative pour différentes substances naturelles ou préparées artificiellement. Pour résoudre ces problèmes on se sert d'installations spec-

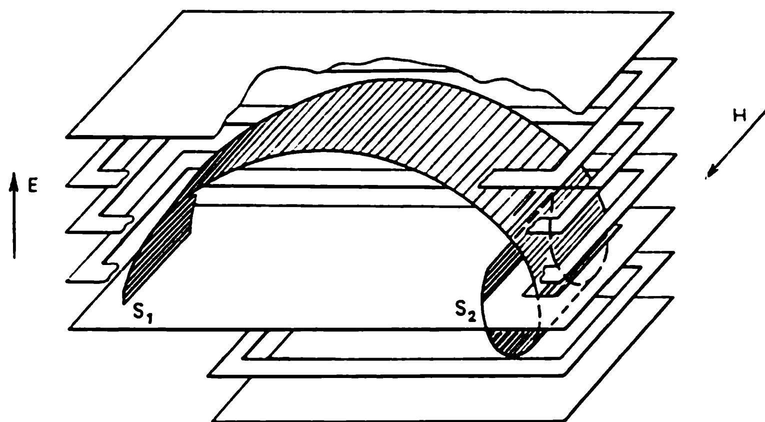


Fig. 15.3. Schéma de principe du spectromètre de masse à trochoïde allongée

troscopiques de masse quelque peu différentes. Dans les appareils destinés à mesurer rigoureusement les masses, il importe d'obtenir des raies de masse extrêmement étroites et nettes. En règle générale, pour enregistrer la position des raies de masse, on utilise dans ce cas une méthode photographique et les instruments correspondants s'appellent spectrographes de masse. Dans les systèmes destinés à étudier la composition isotopique, on veille surtout à obtenir des faisceaux ioniques les plus intenses possibles. Pour déterminer ici la concentration relative des isotopes, on mesure habituellement l'intensité du courant ionique, et l'appareil correspondant s'appelle spectromètre de masse, au sens strict de ce terme.

La fig. 15.4 montre un spectrogramme type obtenu sur un spectromètre de masse destiné à l'analyse isotopique. Un tel spectrogramme permettant de déterminer avec la précision nécessaire l'intensité relative des raies de masse ne convient quand même pas pour une mesure précise des masses, car dans ce cas la largeur des raies est trop importante et devient tout à fait comparable à la distance entre deux raies voisines. Dans un spectrographe de masse de

précision la largeur des raies de masse doit être infiniment petite du fait qu'il est appelé à mesurer les masses avec une précision relative de l'ordre d'un millionième. Les mesures effectuées avec une précision moindre n'ont pas d'intérêt, car les déterminations des masses atomiques, reposant sur le bilan énergétique lors des réactions nucléaires, se font avec la précision indiquée ou même plus grande.

La caractéristique fondamentale de la qualité d'un système spectroscopique de masse est une grandeur qu'on appelle pouvoir séparateur; la notion de pouvoir séparateur est empruntée de l'optique

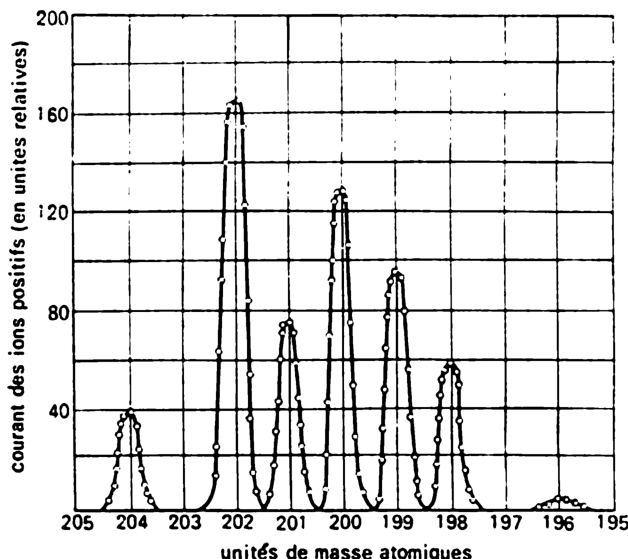


Fig. 15.4. Spectre de masse des isotopes de mercure

ordinaire. On dit qu'un spectrographe de masse a un pouvoir séparateur égal à r si la différence relative minimale des masses, pour deux raies enregistrées séparément, est déterminée de l'égalité

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{1}{r} . \tag{15.3}$$

Pour des bons spectromètres de masse, le pouvoir séparateur atteint 60 000-80 000. On pourrait penser que la précision relative avec laquelle est mesurée la masse d'un atome est égale à $1/r$; en réalité, on peut atteindre une précision bien meilleure. En effet, pour comparer la masse de deux atomes, il suffit de déterminer la position des maxima pour les deux raies de masse qui leur correspondent. L'erreur dans la détermination de la position d'un maximum, pour des raies dont le contour a été soigneusement mesuré, peut constituer 1/20-1/10 de la largeur de la ligne elle-même.

Arrêtons-nous maintenant à certains détails relatifs à la technique de la mesure de précision des masses atomiques. En spectroscopie de masse, on prend pour unité massique $^1/_{12}$ de la masse d'un atome de l'isotope de carbone C^{12}. L'avantage d'une échelle de carbone sur une échelle d'oxygène, employée jusqu'en 1960, devient particulièrement évident lorsqu'on construit une échelle absolue des masses dans le domaine des grands nombres massiques. A cette fin, il est particulièrement commode d'utiliser la classe des hydrocarbures. Les nombres massiques des hydrocarbures les plus lourds dépassent 1200 unités massiques, mais la précision de la détermination de leur masse reste élevée dans une échelle de carbone, puisque la masse d'un atome d'hydrogène est mesurée par une méthode spectroscopique de masse avec une précision qui va jusqu'au septième chiffre après la virgule. Nous indiquerons plus loin d'autres raisons non moins importantes de changement d'échelle des masses.

En chimie, on a pris longtemps pour unité de masse $^1/_{16}$ de la masse de l'oxygène atmosphérique. Le choix de cette unité de masse remonte à l'époque où l'on supposait encore qu'il n'existât qu'une seule variété d'atomes d'oxygène. En réalité, l'oxygène atmosphérique est un mélange naturel de trois isotopes qui, dans l'échelle physique O^{16}, ont les masses et les proportions suivantes:

O^{16}	O^{17}	O^{18}
16,000000 99,759%	17,004534 0,037 %	18,004855 0,204 %

L'unité chimique de masse correspond à une valeur moyenne en poids de la masse d'un atome d'oxygène pour un mélange naturel d'isotopes.

Ainsi, l'unité qui sert à mesurer les masses atomiques dans l'échelle physique basée sur l'isotope d'oxygène O^{16} était quelque peu plus petite par rapport à la même unité dans l'échelle chimique; le rapport de ces unités vaut

$$\frac{\text{unité chim. masse atom.}}{\text{unité phys. masse atom.}} = 1{,}0002783.$$

Mais en physique, comme nous l'avons déjà dit, on a adopté depuis 1960 une échelle de carbone dans laquelle l'unité de masse atomique m_{un} est déterminée par la relation

$$M_{C^{12}} = 12{,}000\,000 m_{un}.$$

Le coefficient de transition de l'échelle d'oxygène O^{16} à l'échelle de carbone C^{12} vaut 1,0003179.

Outre les motifs indiqués plus haut, le passage à une échelle de carbone résulte de ce que la proportion des isotopes dans l'oxygène

atmosphérique n'est pas constante, mais dépend des coordonnées géographiques. Ainsi, le rapport entre les unités de masse atomiques, exprimées dans les différentes échelles d'oxygène (chimique et physique), n'est pas non plus constant.

Les avantages supplémentaires de l'échelle de carbone consistent en ce que le carbone possède deux isotopes stables (au lieu de trois pour l'oxygène).

Pour déterminer la masse inconnue d'une particule atomique, il faut avant tout obtenir une courbe d'étalonnage du spectromètre de masse que l'on commence à construire d'une manière approximative et purement empirique. On peut toujours choisir une chaîne convenable de masses atomiques ou d'ions moléculaires qui diffèrent entre eux d'environ une unité massique, par exemple:

$$C;\quad CH;\quad CH_2;\quad CH_3;\quad CH_4;\ \ldots$$
$$O;\quad OH;\quad OH_2;$$
$$H;\quad H_2;\quad H_3;$$

Si, à l'intérieur de la chaîne donnée, les masses des ions sont connues avec une précision de 0,1 %, facilement obtenue à l'aide de méthodes purement chimiques, alors on peut, avec le même degré de précision, construire le graphe

$$\delta = f\left(\frac{m}{m_0}\right),$$

reliant la coordonnée de la raie de masse sur une plaque photographique au rapport de la masse donnée à celle d'étalon (C^{12}).

On peut faire le graphe de manière suffisamment précise en utilisant des valeurs fractionnaires intermédiaires de la masse des ions. Expliquons cette dernière remarque sur un exemple. Supposons que, dans un spectromètre de masse donné, pour certaines valeurs fixées du champ magnétique et de la différence de potentiel accélératrice, on obtienne la photographie d'une chaîne de raies de masse des hydrocarbures. Faisons maintenant diminuer la tension accélératrice sans changer la valeur du champ magnétique, en sorte que la raie de CH_4 vienne à la place de la raie de CH_3. Alors toutes les nouvelles positions des raies de masse seront réduites en rapport de $^{15}/_{16}$. L'échelle de réduction est déterminée par le choix des ions et la précision par celle de la mesure de deux masses.

L'étape suivante consiste à mesurer la différence très petite entre une certaine masse inconnue et l'étalon. On arrive à le faire, car dans l'ensemble des hydrocarbures on peut presque toujours choisir un tel dont la masse en soit très voisine. Deux masses voisines mesurées à 0,1 % forment ce que l'on appelle un doublet. On peut, par exemple, mesurer, toujours avec la même précision relative assez grossière de 0,1 %, la différence Δm de masses des ions $C^{12}H_4^1$ et O^{16}, qui constitue quelques centièmes de l'unité massique. La précision de la mesure de la masse de l'ion O^{16} atteint finalement un

millionième. La fig. 15.5 sert d'illustration à ce que nous venons de dire; sur cette figure on a reproduit deux clichés de quelques raies massiques voisines.

Dans le tableau qui suit on a reproduit à titre d'exemple les valeurs des masses de deux isotopes, dont la première est obtenue par une méthode spectroscopique de masse et la seconde résulte du

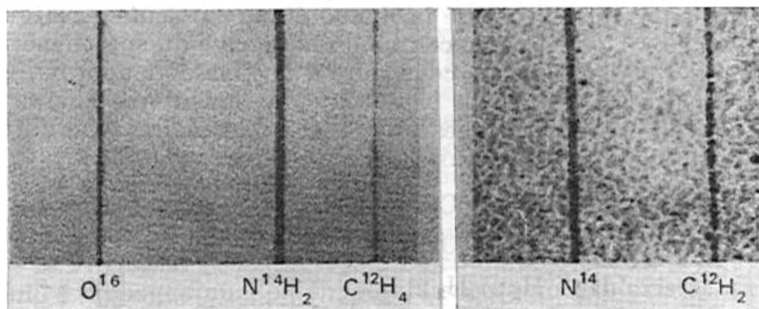


Fig. 15 5. Clichés des raies de masse

bilan énergétique dans les réactions nucléaires. La comparaison de ces deux grandeurs montre d'une manière spectaculaire le haut degré de coïncidence des données de deux méthodes, ainsi que certains avantages de précision de la méthode de spectroscopie de masse. Les erreurs indiquées ci-dessous sont données en millionièmes de l'unité massique.

Isotopes	Méthode	
	Spectromètre de masse	Réactions nucléaires
H^1	1,0078247±0,2	1,0078236±1,7
D^2	2,0141022±0,6	2,0140978±2,9

§ 16. MÉTHODE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE SÉPARATION DES ISOTOPES

Les lois du mouvement des particules chargées dans les champs électriques et magnétiques peuvent être non seulement utilisées pour déterminer de manière précise les masses atomiques ou à des fins analytiques, mais aussi pour obtenir des isotopes purs en quantités suffisantes pour des problèmes de recherche ou même pratiques. Le passage de la spectroscopie de masse à la séparation électromagnétique signifiait, malgré une identité de leurs principes, un pas important sur la voie du progrès technique.

En effet, pour mettre au point une méthode électromagnétique de séparation des isotopes, il fallait augmenter les courants ioniques dans des proportions valant des millions de fois les valeurs mesurées, i.e. de dixièmes de microampères (dans le meilleur cas) jusqu'à des valeurs de l'ordre de dixièmes d'ampère.

On peut considérer que le schéma de principe d'une installation électromagnétique séparatrice est, dans ses traits généraux, déjà réalisé. La séparation à l'échelle technique se fait habituellement à l'intérieur d'une grande chambre à vide placée entre les pôles d'un

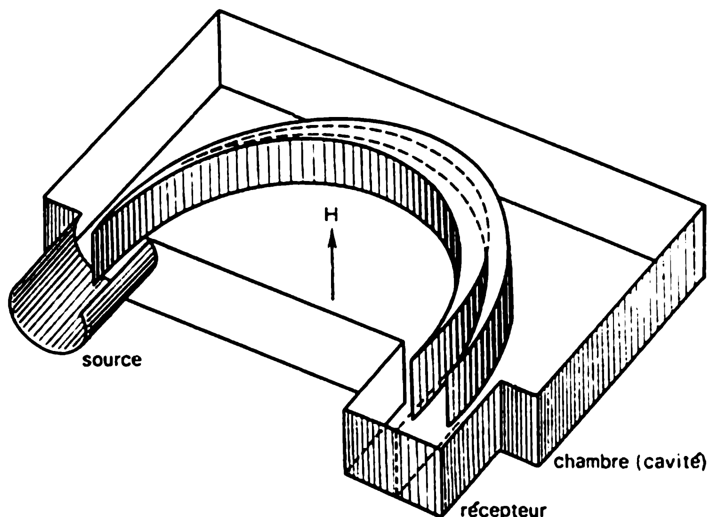


Fig. 16.1. Schéma d'une installation électromagnétique de séparation

électro-aimant (voir fig. schématique 16.1). Les dimensions types de la chambre ayant habituellement une forme de parallélépipède sont: 2500 × 1500 × 400 mm. A l'intérieur de la chambre se trouvent des sources d'ions et des récepteurs des isotopes séparés.

Pour plus de simplicité, nous décrirons dans la suite un système n'ayant qu'une seule source ionique.

Un faisceau ionique émis par la source à potentiel positif élevé (25-40 kV) par rapport aux parois métalliques de la chambre arrive dans le vide de la chambre séparatrice. Le champ magnétique, tout comme dans un spectromètre de masse du type le plus simple, répartit les ions suivant leur masse et focalise les faisceaux ioniques; on utilise habituellement une focalisation de 180°. Les fentes du récepteur des isotopes séparés sont placées dans le même endroit de la chambre où se produit la focalisation des faisceaux ioniques. Les ions de chaque isotope sont capturés par les parois internes de la boîte du récepteur destinée à cet isotope.

Outre les installations séparatrices de haute productivité, on possède actuellement les séparateurs d'ions de laboratoire avec une productivité moindre, mais d'une dispersion plus élevée ; séparateurs destinés à séparer les isotopes des éléments radioactifs ; séparateurs destinés à analyser des flux de particules secondaires apparaissant lors du bombardement d'une cible par des ions accélérés ; séparateurs utilisés comme accélérateurs d'ions pour le dopage des matériaux, etc.

Les paramètres fondamentaux qui caractérisent le fonctionnement d'une installation séparatrice sont sa productivité et la qualité de la séparation. La productivité d'une installation est déterminée par la quantité du produit séparé que le système peut fournir en unité de temps, journellement par exemple. Vu qu'au processus de passage des flux ioniques par la chambre est bien applicable la loi fondamentale de l'électrolyse, loi de Faraday, on peut alors écrire l'expression suivante pour la quantité Q d'isotope obtenue journellement :

$$Q = 0{,}89 A c_0 I \text{ gr/jour.} \qquad (16.1)$$

Ici A est le poids atomique, c_0 le contenu relatif de l'isotope à séparer dans le mélange initial, I l'intensité du courant en ampères correspondant au flux ionique sommaire qui arrive dans le récepteur. Le coefficient numérique figurant dans la formule (16.1) est le rapport du nombre de secondes par jour au nombre de Faraday. Cette formule suppose que les ions soient monoélectriques et que chaque ion s'infiltrant dans le récepteur y demeure sous la forme d'un atome neutre.

La qualité de la séparation est caractérisée par la variation de la concentration isotopique relative qui résulte du processus de séparation. Dans l'évaluation quantitative on fait intervenir le coefficient suivant, appelé ordinairement coefficient d'enrichissement :

$$K^+ = \frac{c/(1-c)}{c_0/(1-c_0)}. \qquad (16.2)$$

Ici, c_0 est la quantité de l'isotope à séparer dans le mélange initial et c la quantité de cet isotope dans le produit séparé.

Examinons brièvement le principe et le fonctionnement des éléments essentiels d'une installation électromagnétique séparatrice. On a représenté sur la fig. 16.2 la construction d'une source ionique. Les ions se forment dans une chambre à décharge à gaz A par ionisation des vapeurs d'une substance de base par le faisceau électronique. Les vapeurs de substance étant concentrées dans un creuset B électriquement chauffé à haute température, pénètrent ensuite par un distributeur de vapeur C dans la chambre à décharge à gaz. Une massive cathode de tungstène K à chauffage indirect dont le revers est bombardé par un faisceau d'électrons accélérés émis par une spirale de tungstène F, sert de source d'électrons. Entre cette cathode

et les parois de la chambre à décharge, on applique une tension constante égale à 100-150 V. Comme la chambre à décharge à gaz est orientée le long des lignes de force du champ magnétique, le faisceau électronique prend la forme d'une petite bande dont la largeur et l'épaisseur sont déterminées par les dimensions de la cathode. Une ionisation intense des vapeurs de substance par le faisceau électronique fait apparaître à l'intérieur de la chambre *A* une décharge en arc. Alors, la chambre est remplie de plasma ayant une grande concentration de particules chargées. Pour former du plasma un faisceau ionique on utilise un système d'électrodes

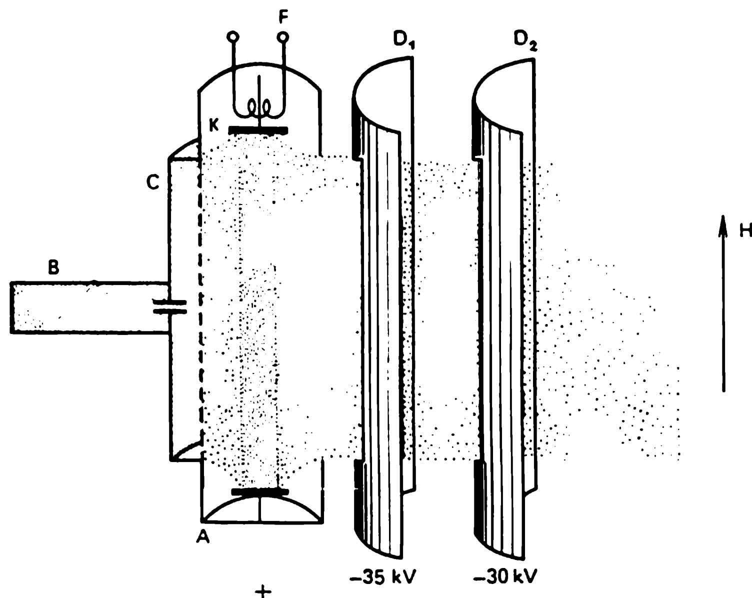


Fig. 16.2. Schéma de principe de la source ionique d'une installation de séparation

accélératrices D_1 et D_2 placé devant la fente de sortie de la boîte à décharge à gaz. La tension accélératrice doit être très constante.

Une source ionique du type considéré permet d'obtenir un courant ionique allant de quelques dixièmes de milliampère à des dixièmes d'ampère. Grâce à une ionisation très efficace à l'intérieur de la chambre à décharge à gaz, le coefficient d'utilisation de la substance est assez élevé. Cela signifie que la quantité d'atomes de la substance à séparer qui s'ionise et sort sous forme d'un faisceau ionique est de l'ordre de quelques dizaines de pour cent. Cette dernière circonstance est extrêmement essentielle pour séparer les isotopes d'éléments rares et précieux. Il est évident que pour une valeur faible du coefficient d'utilisation de la substance, il faudrait, pour obtenir une quantité

donnée de l'isotope séparé, faire évaporer une quantité fort importante du produit de base. Cette substance se répandrerait sur une grande surface de la chambre séparatrice en provoquant ainsi des pertes sérieuses.

Le faisceau ionique émis par une source dans l'espace de la chambre séparatrice a une forme de coin. La divergence angulaire du faisceau augmente avec l'accroissement de l'intensité du courant et, en régime standard du processus de séparation, varie de 15 à 25°.

Pour une valeur aussi importante de la divergence angulaire, une focalisation de 180° dans un champ magnétique uniforme donne une raie de masse très large. En effet, d'après la formule (7.11), la largeur de la raie augmente proportionnellement au carré de l'angle d'ouverture. Pour arriver à séparer les isotopes, la distance entre les raies de masse doit être bien supérieure à la largeur d'une raie. La distance Δl qui sépare les foyers des raies ioniques correspondant à des ions de masse m et $m + \Delta m$ sera, comme on le voit facilement (cf. formule (16.1)):

$$\Delta l = \rho \frac{\Delta m}{m}; \tag{16.3}$$

on suppose de plus que $\Delta m \ll m$. Ainsi, on doit avoir

$$\rho\psi^2 < \rho \frac{\Delta m}{m}. \tag{16.4}$$

Pour un angle d'ouverture plein $\alpha = 2\psi$ la dernière inégalité prend la forme

$$\alpha < 2\sqrt{\frac{\Delta m}{m}}. \tag{16.5}$$

Il faut tenir compte de ce que la largeur de la raie à l'endroit du foyer n'est pas seulement déterminée par l'aberration géométrique, mais aussi par une série d'autres facteurs : la largeur finie de la fente de la source ionique, l'instabilité du champ magnétique et de la tension accélératrice, la compensation incomplète de la charge volumétrique, etc. C est pourquoi l'inégalité (16.5) doit être comprise au sens suivant: l'angle α doit être un certain nombre de fois plus petit que la quantité $2\sqrt{\frac{\Delta m}{m}}$. Lorsqu'on sépare les isotopes des éléments les plus lourds, la quantité $\frac{\Delta m}{m}$ vaut approximativement $^1/_{200}$ et, par conséquent, l'angle α ne doit pas dépasser quelques degrés. Pour un angle d'ouverture du faisceau ionique de 20-25°, la séparation des isotopes de tels éléments dans un champ magnétique uniforme s'avère impossible, car la largeur de la raie, conditionnée par la seule aberration géométrique, dépasse d'un ordre de grandeur la distance qui sépare les raies d'isotopes voisins.

Pour toutes ces raisons, dans les installations séparatrices électromagnétiques sont plus souvent utilisés les champs magnétiques faiblement non-uniformes; cela permet une focalisation suffisamment parfaite des faisceaux ioniques à des angles d'ouverture assez importants.

L'un des moyens de créer de tels champs est présenté sur la fig. 16.3. Un ion issu de la source A sous un angle droit par rapport à l'axe des x décrit un demi-cercle dans un champ magnétique uniforme et recoupe l'axe en un point B. Un ion issu de la source sous un angle φ par rapport à la normale devrait, dans un champ uniforme, recouper l'axe en un point C. Pour que le point C coïncide avec le point B, il faut légèrement décourber cette trajectoire ionique. Il suffit pour cela d'affaiblir un peu le champ magnétique dans la

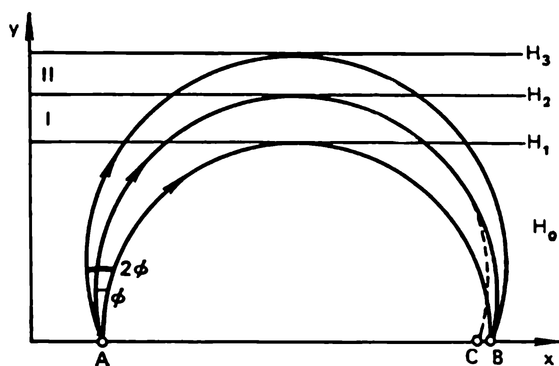


Fig. 16.3. Focalisation précise d'un faisceau ionique dans un champ magnétique décroissant suivant la coordonnée y

bande I. La troisième trajectoire issue sous un angle de 2φ arrive aussi au point B si le champ magnétique a été affaibli dans la bande II un peu plus que dans la bande I.

Si l'on continue à répéter le processus décrit, les trajectoires correspondant à un grand intervalle d'angles disposés à gauche de la normale seront focalisées en un seul point. Le champ magnétique étagé, obtenu ainsi, ne donne évidemment qu'une première approximation d'un champ à variation continue assurant une focalisation sans aberration pour tous les angles de l'intervalle considéré.

A des fins pratiques, on utilise habituellement une méthode de construction du champ quelque peu différente, permettant de focaliser un faisceau ouvert des deux côtés de la normale à l'axe des x. On arrive alors à obtenir une focalisation suffisamment parfaite de faisceaux dont l'ouverture va jusqu'à 25°.

A rigoureusement parler, tout ce que nous avons dit plus haut à propos de la focalisation des faisceaux ioniques dans un champ non

uniforme n'est entièrement applicable qu'à des trajectoires ioniques situées dans un plan moyen de la chambre séparatrice. Cependant, en compliquant quelque peu la construction de l'optique ionique de la source et en modifiant la configuration du champ magnétique, on peut arriver à une bonne focalisation spatiale des faisceaux ioniques. On arrive finalement à laisser passer dans les grandes chambres séparatrices modernes des faisceaux ioniques d'une hauteur de 200-250 mm.

Lorsque nous avons examiné la question de la focalisation des faisceaux ioniques, nous avons totalement ignoré l'influence des forces électrostatiques répulsives dues à la charge volumétrique des ions dans le faisceau. On pourrait a priori craindre que l'effet de répulsion électrostatique ne rende impossible la focalisation de flux ioniques tant soit peu intenses.

Un simple calcul montre, par exemple, qu'un faisceau ionique en forme de ruban des ions dont la masse vaut 200 unités atomiques, accélérés à 30 kV pour une intensité du courant de 10 mA par centimètre de hauteur du faisceau, double sa largeur sous l'action de la force de la charge volumétrique à une distance de 15 cm. Cela signifie que, dans les conditions données, la répulsion électrostatique rend toute focalisation des ions pratiquement impossible.

En réalité, on n'observe pas d'effet de répulsion, car la charge volumétrique positive du faisceau se trouve compensée par la charge des électrons lents qui apparaissent lors de l'ionisation des molécules du gaz restant.

Un ion rapide qui se déplace dans l'espace d'une chambre séparatrice peut, lorsqu'il heurte une molécule du gaz restant, ioniser celle-ci. Après tout acte d'ionisation, sur le chemin d'un ion rapide se forment un ion lent et un électron. Un ion positif lent, expulsé du faisceau par le champ d'une charge volumétrique, arrivera sur les parois de la chambre, tandis que les électrons seront retenus et compenseront la charge volumétrique. En limitant le mouvement des électrons dans une direction perpendiculaire aux lignes de force, en empêchant ainsi leur fuite le long du faisceau vers la source ou le récepteur d'isotopes, le champ magnétique d'une chambre séparatrice contribue à la compensation de la charge volumétrique.

La construction d'un récepteur d'isotopes séparés doit vérifier les conditions simples suivantes :

1. Celui-ci doit assurer une capture maximale possible de la substance transportée par le flux ionique dans chaque boîte d'isotopes du récepteur.

En d'autres termes, on doit empêcher l'écoulement de retour de la substance malgré le bombardement ionique ininterrompu du récepteur. On y arrive en ne bombardant qu'une seule paroi interne de la boîte réceptrice. Une fois arrivés sur cette paroi, les ions du faisceau s'y fixent sous la forme d'atomes neutres. Le bombardement ionique se poursuivant, ces atomes seront rejetés sur la paroi opposée de la boîte se trouvant à l'ombre du faisceau ionique. C'est sur cette

paroi que se produira la condensation progressive et l'accumulation de l'isotope séparé.

2. La charge thermique produite par le faisceau ionique sur les parois du récepteur est très grande. C'est pourquoi la face réceptrice est faite en une substance capable de supporter de hautes températures; on peut, par exemple, utiliser du graphite. Toutes les pièces métalliques du récepteur sont intensément refroidies par de l'eau courante.

3. Pour surveiller de manière constante la qualité du processus de séparation, i.e. pour veiller à ce que les raies de masse arrivent correctement dans la boîte, on munit le récepteur d'un système approprié de contrôle électrométrique. Pour le pointage optimal des fentes réceptrices sur le foyer de la raie, on fait se déplacer le récepteur à l'intérieur de la chambre. On commande directement ce déplacement à partir d'un tableau central de l'installation séparatrice.

Chapitre IV

MOUVEMENT AVEC DES VITESSES COMPARABLES À LA VITESSE DE LA LUMIÈRE. ACCÉLÉRATEURS CYCLIQUES

§ 17. FORMULES FONDAMENTALES DE LA DYNAMIQUE RELATIVISTE

Les lois et les formules simples de la mécanique classique doivent être remplacées par des expressions plus compliquées lorsque la vitesse des particules chargées devient comparable à celle de la lumière. Il faut maintenant écrire la seconde loi de Newton sous sa forme générale :

$$\frac{d}{dt}(mv) = F. \tag{17.1}$$

La définition et la notion de force ne changeant pas ici, on ne peut plus considérer que la masse d'une particule qui se déplace rapidement soit constante. La masse d'une particule dépend de la vitesse selon la loi

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{17.2}$$

où $\beta = v/c$. Cette relation se déduit de manière parfaitement rigoureuse en théorie de la relativité ; on l'a vérifiée expérimentalement de nombreuses fois. Nous en trouverons plus bas une confirmation sur un exemple technique.

Des équations (17.1) et (17.2) résulte une série de conséquences importantes de caractère général. Nous obtenons tout d'abord les expressions relativistes de l'énergie cinétique d'une particule. Déterminons pour cela le travail des forces sur une certaine portion de la trajectoire :

$$dA = F\,ds\,; \tag{17.3}$$

d'après l'équation (17.1), on obtient

$$dA = m\frac{dv}{dt}ds + v\frac{dm}{dt}ds = m\frac{dv}{dt}\frac{ds}{dt}dt + v\frac{dm}{dt}\frac{ds}{dt}dt \tag{17.4}$$

ou

$$dA = mv\,dv + v^2\,dm. \tag{17.5}$$

D'autre part, en différentiant l'égalité (17.2), on obtient

$$dm = m_0 \frac{1}{c^2} v\, dv \frac{1}{(1-\beta^2)^{3/2}} = \frac{mv\, dv}{c^2 - v^2}. \qquad (17.6)$$

Alors, en reportant la dernière expression dans la formule (17.5), on a

$$dA = (c^2 - v^2)\, dm + v^2\, dm \qquad (17.7)$$

ou

$$dA = c^2 dm. \qquad (17.8)$$

Si le mouvement de la particule a débuté pour $v = 0$ et si, par suite, $m|_{t=0} = m_0$, alors la particule a acquis une énergie cinétique

$$\mathscr{E}_k = dA = mc^2 - m_0c^2 \qquad (17.9)$$

ou

$$\mathscr{E}_k = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right). \qquad (17.10)$$

L'expression écrite pour l'énergie cinétique n'est pas du tout semblable, à première vue, à la formule correspondante de la mécanique classique. Il est cependant facile de voir que ces expressions coïncident pour des valeurs petites de la vitesse; il suffit pour cela de décomposer en série la quantité $1/\sqrt{1-\beta^2}$ suivant le petit paramètre $\beta = v/c$. Alors

$$\mathscr{E}_k = m_0c^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \ldots \right) - m_0c^2 \approx \frac{m_0v^2}{2}. \qquad (17.11)$$

De la formule (17.9) on voit que les changements de l'énergie cinétique d'une particule et de sa masse d'inertie sont univoquement liés. La masse d'une particule en mouvement est supérieure à la masse de cette particule au repos d'une quantité

$$\Delta m = \mathscr{E}_k/c^2. \qquad (17.12)$$

La relation que nous avons obtenue entre la masse et l'énergie porte un caractère parfaitement universel et n'est pas seulement valable pour l'énergie cinétique, mais aussi pour toute autre forme d'énergie. Toute variation de l'energie de la particule entraîne une variation de sa masse, et la masse totale m de la particule est la mesure de son énergie totale $\mathscr{E}$:

$$m = \mathscr{E}/c^2. \qquad (17.13)$$

Les lois de conservation de l'énergie et de la masse apparaissent maintenant comme les divers aspects d'une même loi plus générale, la loi d'Einstein, qui fait le lien entre l'énergie et la masse. Les formules (17.8) ou (17.13) qui expriment la loi d'Einstein sont vérifiées expérimentalement avec une grande précision. Le bilan énergétique qui intervient dans les réactions nucléaires peut servir d'exemple classique de la légitimité des formules obtenues. Les centrales élec-

triques atomiques constituent un exemple technique concret illustrant l'application de la loi d'Einstein.

De la relation (17.13) découlent des formules simples reliant la masse de la particule à la différence de potentiel accélératrice traversée. Ces formules sont constamment utilisées en physique atomique et nucléaire. Ayant traversé une différence de potentiel accélératrice U, la particule acquiert une énergie cinétique qU, et son énergie totale sera

$$mc^2 = m_0c^2 + qU. \tag{17.14}$$

Il vient, en exprimant U en volts,

$$\frac{m}{m_0} = 1 + \frac{qU}{300m_0c^2}. \tag{17.15}$$

En particulier, pour un électron,

$$\frac{m}{m_0} = 1 + \frac{U}{0{,}511\cdot 10^6}. \tag{17.16}$$

Ainsi, la masse d'un électron accéléré par une différence de potentiel de 511 kV devient double, tandis que la masse d'un électron dont l'énergie est de 1 MeV devient à peu près trois fois plus grande. L'énergie d'un électron au repos, exprimée en électron-volts, vaut 511 keV.

Pour un proton, l'égalité (17.16) prend la forme

$$\frac{m}{m_0} = 1 + \frac{U}{0{,}938\cdot 10^9}. \tag{17.17}$$

L'énergie d'un proton au repos vaut 938 MeV.

Introduisons maintenant une formule importante qui relie l'énergie totale d'une particule à son impulsion $p = mv$. En mettant la formule (17.2) sous la forme

$$m^2 = \frac{m_0^2c^2}{c^2 - v^2} \tag{17.18}$$

et en utilisant l'égalité (17.13), on obtient

$$\mathscr{E}^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 \tag{17.19}$$

ou, en désignant m_0c^2 par $\mathscr{E}_0$,

$$p = \frac{1}{c}\sqrt{\mathscr{E}^2 - \mathscr{E}_0^2}. \tag{17.20}$$

Appliquons les expressions générales obtenues à certains cas particuliers de mouvement de particules chargées. Au § 2, on a montré que le mouvement de particules chargées dans un champ électrostatique peut être étudié par analogie avec la propagation d'un rayon lumineux dans un milieu optiquement non homogène, la racine carrée de leur potentiel jouant le rôle du coefficient de réfraction optique électronique. Cette analogie reste en vigueur

dans le cas relativiste, à la seule différence que l'expression pour le coefficient de réfraction devient plus compliquée. Pour obtenir cette expression, nous allons revenir à un exemple simple de réfraction d'un rayon électronique à la surface de séparation de deux milieux. La force agissant sur une particule qui passe à travers la surface de séparation modifie seulement la composante normale de l'impulsion sans changer sa composante tangentielle (fig. 17.1). De là, il résulte :

$$p_1 \sin\alpha = p_2 \sin\beta$$

ou

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{p_2}{p_1}. \qquad (17.21)$$

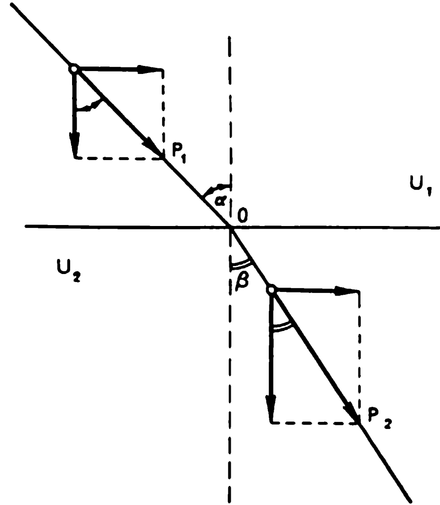


Fig. 17.1. Réfraction d'un faisceau électronique relativiste lors du passage à travers une barrière potentielle

Dans le cas non relativiste, on peut considérer que la masse est constante et remplacer le rapport des impulsions par celui des vitesses, d'où l'on obtient que $n \sim \sqrt{U}$. On ne peut pas faire un tel changement dans le cas relativiste : en passant à travers la surface de séparation, la particule est accélérée ou ralentie, et donc sa masse varie. C'est pourquoi, pour calculer le coefficient de réfraction, il faut utiliser la formule (17.19). En tenant compte de ce que, en un point de potentiel U, l'expression de $\mathscr{E}$ prend la forme

$$\mathscr{E} = m_0c^2 + qU = \mathscr{E}_0 + qU, \qquad (17.22)$$

on obtient

$$p = \frac{1}{c^2}(\mathscr{E}^2 - \mathscr{E}_0^2) = \frac{1}{c^2}[2qU\mathscr{E}_0 + (qU)^2], \qquad (17.23)$$

d'où

$$n \sim p = \frac{qU}{c}\sqrt{1 + \frac{2m_0c^2}{qU}}. \qquad (17.24)$$

Dans la formule obtenue, la charge et la masse de la particule figurent sous leur forme explicite ; par conséquent, les lois de similitude ne sont plus valables. Cependant, dans le cas ultra-relativiste, lorsque $qU \gg 2m_0c^2$ et que le coefficient de réfraction devient proportionnel à la différence de potentiel accélératrice, les lois de similitude reprennent leur vigueur. En utilisant l'expression (17.24), on peut déterminer la trajectoire d'une particule rapide qui se déplace

dans un champ électrostatique arbitraire. Il faut d'ailleurs remarquer que le domaine d'application des équations de l'optique électronique électrostatique ne contient, dans le domaine relativiste, aucun nouveau problème intéressant.

Etudions maintenant le mouvement d'une particule relativiste dans un champ magnétique. La force qu'exerce sur la particule le champ magnétique ne modifie pas la valeur absolue de la vitesse, donc la masse de la particule ne varie pas non plus ; dans l'équation (17.1) on peut faire sortir la quantité m de sous le signe de différentiation. Ainsi, la seule différence dans les formules qui décrivent le mouvement des particules chargées dans les cas non relativiste et relativiste consiste, dans ces conditions, à remplacer la quantité m_0 par $m_0/\sqrt{1-\beta^2}$. En particulier, pour déterminer le rayon de courbure et la période de rotation de la particule dans le champ magnétique, on peut utiliser les formules (7.3) et (7.4), en y remplaçant m_0 par m.

On peut maintenant écrire la relation entre le rayon de courbure et la différence de potentiel accélératrice parcourue par la particule de la façon suivante :

$$H\rho = \frac{1}{q}\sqrt{2m_0c^2qU + (qU)^2}\,. \qquad (17.25)$$

Dans le cas ultra-relativiste, lorsque $qU \gg 2m_0c^2$, la formule qui relie l'énergie de la particule au rayon de courbure prend la forme particulièrement simple suivante ($\mathscr{E} \approx qU$) :

$$\mathscr{E} = 300H\rho. \qquad (17.26)$$

Ici, $\mathscr{E}$ est exprimé en électron-volts, H en œrsteds et ρ en centimètres. La formule obtenue est largement utilisée en physique nucléaire.

§ 18. PRINCIPE D'ACTION ET CONSTRUCTION DU CYCLOTRON

Parmi les diverses applications pratiques des lois du mouvement de particules chargées dans les champs électriques et magnétiques, la technique des accélérateurs qui est devenue ces dernières décennies un domaine scientifique vaste et indépendant, est d'une importance toute particulière pour la physique contemporaine.

Pour obtenir des faisceaux de particules chargées accélérées, on utilise deux groupes de méthodes basées sur des principes différents. Dans l'un pour accélérer les particules on utilise une grande différence de potentiel constante. Cette différence de potentiel (de l'ordre de quelques millions de volts) est appliquée à un tube à vide à haut voltage à travers lequel passe le faisceau de particules à accélérer. Dans cette méthode, la partie essentielle de l'installation est un générateur à haute tension. Pour de tels générateurs on prend habituellement une machine électrostatique de Van de Graaff ou un

circuit-«porte» à condensateurs de multiplication de tension. On a porté à un assez haut degré de perfection les générateurs du type indiqué ; mais ils ont un défaut fondamental : la tension qu'ils permettent en fait d'obtenir ne dépasse pas 15 millions de volts. De plus, on ne voit pas de moyen de dépasser cette limite.

Dans l'autre groupe de méthodes, l'accélération des particules se réalise par un champ électrique à haute fréquence. On fait passer

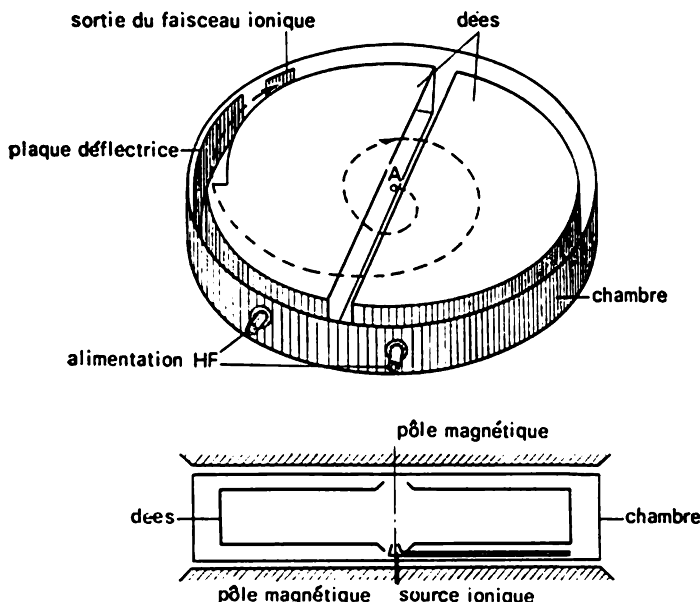


Fig. 18.1. Schéma de principe d'un cyclotron

le faisceau de particules un grand nombre de fois dans le vide, à travers un champ accélérateur, en les faisant ainsi acquérir de l'énergie par de petites portions. Dans ce cas, l'énergie totale sera égale au produit du nombre de cycles, dont se compose le processus d'accélération, par la valeur de l'énergie qu'acquiert la particule à chaque cycle.

Un tel principe d'accélération fut réalisé avec un succès exceptionnel dans le cyclotron construit par Lawrence en 1931 *).

Le fonctionnement du cyclotron est fondé sur le fait que la fréquence de rotation d'un ion dans un champ magnétique est indépendante, comme on le sait, de l'énergie de l'ion, abstraction faite de la dépendance de sa masse de la vitesse. On a représenté sur la fig. 18.1 le schéma de principe du cyclotron. Deux électrodes semi-

*) Le principe d'accumulation d'une grande énergie par de petites portions discrètes fut éprouvé pour la première fois sur le modèle d'un accélérateur linéaire à résonance par Wideroe en 1927.

cylindriques creuses en forme de D (les « dees ») sont disposées à faible distance l'une de l'autre à l'intérieur d'une chambre à vide soumise à un pompage continu. La chambre est placée entre les pôles d'un électro-aimant qui crée un champ magnétique intense et constant, dont les lignes de force sont perpendiculaires au plan médian des dees. Supposons qu'entre les dees on applique une tension alternative dont la loi de variation est

$$U = U_0 \cos \omega_0 t, \qquad (18.1)$$

et que, au moment $t = 0$, apparaisse un ion en un point A du plan médian de la chambre, ayant une vitesse initiale nulle, une masse m et une charge q. Après avoir subi l'accélération et acquis une énergie

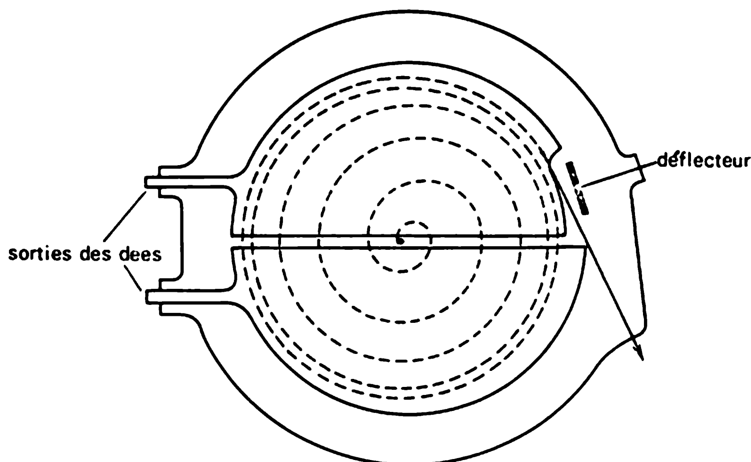


Fig. 18.2. Représentation schématique d'une trajectoire ionique dans un cyclotron

qU, l'ion se déplacera à l'intérieur de l'électrode creuse où il n'y a pas de champ électrique. L'ion décrira un demi-cercle dans le champ magnétique et reviendra dans l'espace entre les dees. Si la fréquence ω_0 de la tension alternative appliquée entre les dees coïncide avec la fréquence de Larmor, alors en passant par l'espace entre les dees l'ion subira à nouveau une accélération.

Par la suite, le processus se répétera automatiquement à chaque demi-période, et, en se déplaçant à l'intérieur des dees, l'ion décrira une sorte de spirale, formée de demi-cercles successifs de rayons croissants (fig. 18.2).

A tout moment du processus d'accélération, l'énergie de l'ion est déterminée par la formule suivante (cas non relativiste) :

$$\mathscr{E}_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{q^2H^2r^2}{2mc^2}. \qquad (18.2)$$

L'amplitude U_0 de la tension accélératrice n'intervient pas dans la dernière formule. Cela est parfaitement compréhensible, car l'augmentation de U_0 entraîne la diminution du nombre de tours que doit effectuer l'ion pour atteindre la valeur donnée r. Lorsque U_0 diminue, le nombre de tours augmente.

Si l'on exprime $\mathscr{E}_k$ en mégaélectrons-volts, H en kiloœrsteds et r en centimètres, alors, pour une particule dont la charge est $q = eZ$ et le nombre massique A, on obtient la formule commode suivante:

$$\mathscr{E}_k = 4{,}8 \cdot 10^{-6} (Hr)^2 \frac{Z^2}{A}. \tag{18.3}$$

Il peut apparaître à première vue que, malgré toute la finesse du principe du cyclotron, celui-ci n'est valable que sur le papier, car un ion dont le mouvement part du centre de la chambre n'a pratiquement aucune chance d'arriver à parcourir un long trajet d'accéléra-

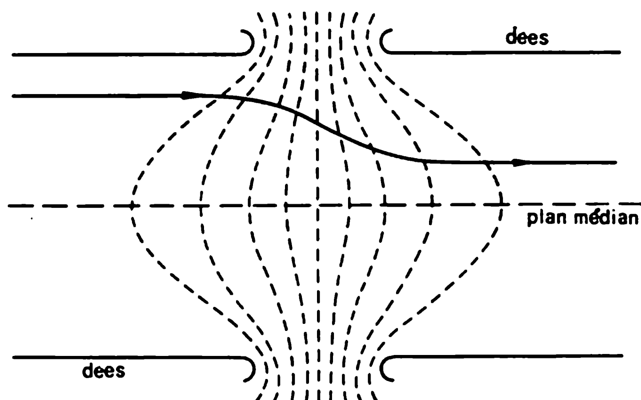


Fig. 18.3. Focalisation électrique dans un cyclotron

tion mesuré en centaines de mètres, sans se heurter aux parois des dees. Il semblerait qu'il suffise à l'ion d'avoir initialement une composante tant soit peu minime de la vitesse dirigée le long des lignes de force du champ magnétique pour qu'il se heurte aux parois après seulement quelques tours. On peut ajouter à cela que le champ électrique dans l'interstice de dees n'est pas uniforme et a une forme compliquée, et que, d'autre part, le champ magnétique ne peut être rendu rigoureusement constant. Pourtant, c'est justement cet écart par rapport aux conditions idéales qui permet, en réalité, de réaliser le principe d'accélération qui est à la base du mécanisme de fonctionnement du cyclotron.

Commençons par étudier l'action d'un champ électrique non uniforme. On a représenté sur la fig. 18.3 les surfaces équipotentielles qui apparaissent dans l'espace où est appliquée la tension. Comme il

ressort du dessin, l'image obtenue ne diffère qualitativement en rien de celle qui caractérise la lentille électronique décrite plus haut (cf. § 4). Sur la première moitié du trajet de la particule, à l'intérieur de l'interstice, elle est soumise à l'action des forces focalisatrices, sur la seconde à celle des forces défocalisatrices. Si la tension entre les dees restait constante, alors, comme on le sait, l'action focalisatrice l'emporterait. En réalité, au cours du passage de l'ion dans l'espace du champ électrique, la tension entre les dees varie. La focalisation supplémentaire (ou la défocalisation) qui en résulte joue un rôle bien plus important que l'effet optique électronique ordinaire dans un champ constant.

Pour mieux comprendre la suite, il faut encore introduire un terme important de la technique des accélérateurs. Par « phase d'une

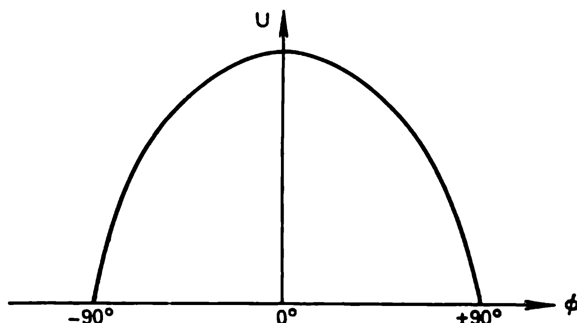


Fig. 18.4. Sur la définition de la notion de « phase d'une particule »

particule » nous entendrons la phase du champ accélérateur au moment où la particule donnée passe au milieu de la fente (interstice) accélératrice. Si à ce moment l'intensité du champ accélérateur, qui varie suivant une loi cosinusoïdale (cf. formule (18.1)), a une valeur d'amplitude, alors on considère que la phase de la particule est nulle. L'intervalle des valeurs de la phase de la particule de —90° à +90° correspond au régime d'accélération, à l'acquisition par la particule d'une portion d'énergie lors de son passage dans l'interstice (cf. fig. 18.4).

Revenons à l'étude du mouvement de la particule dans la fente accélératrice. Il faut ici distinguer deux cas: 1) la particule passe au milieu de l'interstice à un moment où la tension croît (la phase de la particule est négative) ; 2) la particule passe à travers l'interstice lorsque la tension entre les dees décroît (la phase de la particule est positive). Dans le premier cas, tant que la particule n'a pas atteint le milieu de l'interstice, l'intensité du champ électrique est relativement faible. Sur la seconde moitié du trajet, là où s'exercent des forces qui rejettent l'ion du plan médian, l'intensité du champ augmente. Finalement, on doit avoir une défocalisation. Dans le second

cas, évidemment, on doit observer l'effet contraire, i.e. une forte focalisation.

Les particules qui commencent leur mouvement à l'intérieur du cyclotron avec une phase d'entrée negative seront, après seulement quelques tours, rejetées du processus d'accélération, puisqu'elles se heurteront aux parois des dees. Pour une phase d'entrée positive, à chaque demi-tour les particules rencontrent sur leur chemin une lentille convergente. Comme le montre la théorie, le résultat de l'action conjuguée d'un ensemble de telles lentilles sur un faisceau divergent de particules se ramène à une brusque diminution de sa divergence angulaire. Grâce à cela, le groupe des particules qui commencent leurs mouvements avec des phases positives pourra parcourir une grande distance sans heurter les dees. Cependant, même dans ce cas favorable la seule focalisation électrique est insuffisante pour faire parcourir aux particules tout le trajet d'accélération.

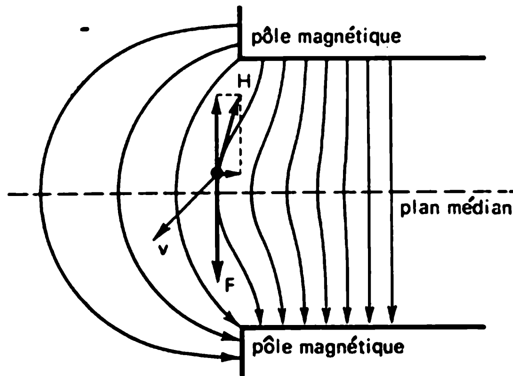


Fig. 18.5. Focalisation magnétique dans un cyclotron

Il ne faut pas perdre de vue que l'action focalisante des lentilles électriques diminue progressivement à mesure qu'augmente l'énergie de la particule. En outre, et nous étudierons en détail cette circonstance importante plus bas, les conditions de phase favorables, créées au départ, ne peuvent se conserver tout au long du processus d'accélération, car la période de rotation de l'ion augmente à mesure que croît sa masse relativiste.

Heureusement, la focalisation créée par la non-uniformité du champ magnétique vient remplacer la focalisation électrique qui tend à disparaître. L'origine de cet effet est expliquée sur la fig. 18.5. Une particule qui se déplace dans le plan médian des pôles est uniquement soumise à l'action de la force centripète du champ magnétique. Une particule qui se trouve à un moment donné à une certaine distance au-dessus du plan médian sera soumise, grâce à la courbure de la ligne de force, à l'action de la force de Lorenz, dont une composante est dirigée vers le bas. De manière analogue, une

particule qui se trouve au-dessous du plan médian sera soumise à l'action d'une force dirigée vers le haut.

Ainsi, dans une région où le champ est sensiblement non uniforme apparaît une force « quasi élastique » qui provoquera les oscillations de la particule au voisinage du plan médian. A mesure qu'augmente le rayon de l'orbite dans le processus d'accélération, la particule arrivera dans la région d'un champ de plus en plus non uniforme. Parallèlement à cela, la force « quasi élastique » croît en entraînant ainsi l'augmentation de la fréquence de l'oscillation et, comme on peut le montrer, une diminution correspondante de l'amplitude des oscillations de la particule au voisinage du plan médian. C'est en cela que consiste la focalisation magnétique d'un faisceau dans un champ magnétique non uniforme.

Grâce à la continuité de son action, la focalisation magnétique s'avère très efficace et permet de rendre la hauteur d'un faisceau de particules accélérées relativement petite.

On peut diriger l'action focalisatrice d'un champ magnétique en changeant la forme des pièces polaires à l'aide de fines appliques de fer (« schimmes »). En particulier, on peut par ce moyen améliorer la focalisation même aux premiers stades du processus d'accélération.

Arrêtons-nous maintenant à la question de l'énergie limite à laquelle les particules peuvent être accélérées dans le cyclotron.

Dans le processus d'accélération, la masse d'un ion croît peu à peu à cause des effets relativistes ; simultanément, la période de rotation de la particule dans le champ magnétique augmente aussi. Finalement, comme nous l'avons remarqué plus haut, la phase de la particule doit varier progressivement, et, à un certain moment, l'ion approche de la fente accélératrice avec une phase qui correspond à un ralentissement ($|\varphi| > 90°$) ; après cela, l'énergie de la particule cesse de croître. Ainsi, indépendamment des restrictions géométriques évidentes (cf. formule (18.2)) liées aux dimensions des pièces polaires de l'aimant, l'énergie réalisable a une valeur limite.

Il semblerait que l'augmentation de la période de rotation et, par suite, la dérive de la phase puissent être compensées en augmentant l'intensité du champ magnétique à la périphérie *) ; mais nous savons que cela est exclu car, par là même, apparaîtront des conditions correspondant à une forte défocalisation magnétique. Par conséquent, la seule chose qu'il reste à faire est d'essayer de faire varier la phase de la particule dans le processus d'accélération selon un programme optimal.

Supposons donc que la phase initiale de la particule soit positive, comme l'exigent les conditions de focalisation électrique, et ait une valeur donnée φ_0 (le point A sur la fig. 18.6). Supposons que l'on ait choisi la période du générateur à haute fréquence en sorte qu'elle soit quelque peu supérieure à la période de rotation de l'ion au voisinage du centre de la chambre. Cette condition signifie que

*) Rappelons que $T_{ion} = 2\pi\ mc/qH$.

lors des premiers tours de l'ion dans la chambre sa phase diminuera pour devenir ensuite après dix tours, par exemple, négative. A partir de ce moment-là, la focalisation due au champ électrique alternatif cessera d'agir, mais cela ne sera plus dangereux, puisque le champ magnétique, qui décroît en fonction du rayon, remplira lui-même toutes les fonctions de la focalisation verticale.

A mesure que l'ion est accéléré, il se déplace vers la périphérie de la chambre, là où l'intensité du champ magnétique est plus faible. A côté de l'augmentation relativiste de la masse de l'ion, cela fait

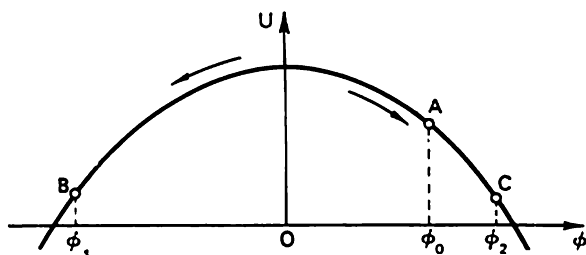


Fig. 18.6. Dérive de la phase d'une particule lors de son accélération dans le cyclotron

croître sa période de rotation. Finalement, la diminution de la phase de la particule, qui se produit, ralentit progressivement. Quand on atteindra la condition de résonance:

$$T_{\text{ion}} = T_{\text{hf}} = 2\pi/\omega_0,$$

la phase de la particule prendra la valeur minimale φ_1 (le point *B* sur la fig. 18.6), puis commencera à croître. Le processus d'accélération sera terminé lorsque la phase de la particule aura pris une valeur quelque part au voisinage du point *C* sur la fig. 18.6 (valeur φ_2). Si l'ion reste ultérieurement dans la chambre, son énergie cessera pratiquement de croître. L'énergie limite $\mathcal{E}_{\text{lim}}$ est donc atteinte.

Il importe ici de souligner la circonstance suivante. Si pendant le temps (pour le nombre de spires), qui est nécessaire pour que la phase de la particule varie de φ_1 à φ_2, l'ion atteindra une région de la chambre située suffisamment près du bord d'un pôle, alors les possibilités relevant de la construction de l'aimant du cyclotron donné sont pleinement utilisées, et l'énergie finale de la particule $\mathcal{E}_h$ se calcule d'après la formule (18.3). Si, par contre, l'ion n'atteint pas la périphérie pendant le temps de la dérive de phase permise, l'accélérateur ne fonctionne pas en régime rationnel. Il peut d'ailleurs y avoir une situation encore pire: le faisceau peut complètement être absent sur la cible, malgré la présence du champ magnétique et la tension de haute fréquence nécessaire. Une telle situation apparaît si la phase de l'ion a déjà atteint $-90°$, alors que la condition $T_{\text{ion}} = T_{\text{hf}}$ n'est toujours pas remplie. Alors l'ion commence à

se déplacer suivant une spirale s'enroulant, et il n'y aura pas de courant sur la cible.

Des raisonnements physiques montrent que la particule atteindra plus rapidement la périphérie de la chambre si l'amplitude de la tension de haute fréquence est grande. Une accélération de courte durée correspond à des variations plus petites de la phase de la particule. Le calcul conduit à la formule suivante reliant la valeur « de seuil » de l'amplitude de la tension accélaratrice à l'énergie cinétique finale de l'ion:

$$\min(U_0) \approx \frac{200}{Z} \mathscr{E}_{1\mathrm{lm}} \left(\frac{\mathscr{E}_{1\mathrm{lm}}}{\mathscr{E}_0} + |\delta H \right). \quad (18.4)$$

Ici $\mathscr{E}_0 = m_0 c^2$ est l'énergie de repos d'un ion dont la charge est Ze, tandis que la quantité δH détermine la chute relative de l'intensité du champ en fonction du rayon: $\delta H = [H(r_k) - H(0)]/H(0)$. Les énergies $\mathscr{E}_{1\mathrm{lm}}$ et $\mathscr{E}_0$ sont exprimées en MeV, et U_0 en kV. La valeur de min (U_0), calculée d'après la formule (18.4), correspond à une « intensité nulle » du faisceau à la sortie. Pour obtenir une intensité acceptable, il faut prendre $U \approx 1{,}5 \min(U_0)$.

Arrêtons-nous maintenant à la question de la construction d'un cyclotron. Une installation cyclotronique comporte les éléments fondamentaux suivants: 1) un électro-aimant muni de systèmes d'alimentation et de stabilisation du champ; 2) un générateur à haute fréquence et 3) une chambre à vide.

Fig. 18.7. Electro-aimant d'un cyclotron (schématiquement). *A* — culasse; *B* et *C* — pièces polaires; *D* — enroulement

La construction de l'électro-aimant, fruit d'un long développement, a pris certaines formes standard. Elle est schématiquement représentée sur la fig. 18.7. Ici *A* est une culasse de forme rectangulaire, *B* et *C* sont des pièces polaires en fer mou de haute qualité, dans lequel la valeur de l'induction magnétique peut atteindre les valeurs ≈20 kGs, *D* est un enroulement alimenté par un générateur à courant constant. Le poids de l'électro-aimant d'un cyclotron de dimension moyenne vaut 60-100 tonnes pour un diamètre des pôles de 1,0-1,2 m et une intensité du champ magnétique dans l'interstice de 16-18 kŒ.

Le système d'alimentation de l'électro-aimant doit assurer une stabilité rigoureuse de l'intensité du champ dans l'interstice: des variations du champ qui dépassent quelques centièmes d'un pour cent ont déjà une influence sensible sur l'intensité du faisceau de particules accélérées. Pour assurer le degré nécessaire de constance du champ, on a mis au point des schémas électroniques spéciaux de stabilisation.

Outre sa constance dans le temps, le champ magnétique d'un cyclotron doit être uniforme. En particulier, aucune obliquité, même insignifiante, des couvercles de la chambre est intolérable, car elle fait apparaître une non-uniformité azimutale du champ magnétique. Dans un tel champ non uniforme, la dérive fera sortir la particule de la région d'accélération après un assez grand nombre de tours. Il faut ensuite que le plan de symétrie du champ magnétique dans l'espace compris entre les pôles coïncide le plus rigoureusement possible avec le plan géométrique de symétrie de la chambre. Cette exigence en apparence simple n'est pas obligatoirement satisfaite automatiquement. Même un léger défaut dans l'homogénéité du matériau magnétique des couvercles de la chambre peut déplacer d'une manière assez sensible la position de la surface magnétique médiane, c'est-à-dire de la surface au voisinage de laquelle se produisent les oscillations des particules accélérées. Si cette surface se rapproche en un endroit quelconque des couvercles des dees, alors le faisceau est diaphragmé et son intensité diminue brusquement. Pour alimenter les dees par une tension à haute fréquence, on utilise habituellement un générateur à lampes à excitation indépendante.

La longueur d'onde d'un générateur à haute fréquence est déterminée par l'égalité évidente:

$$\lambda = 2\pi mc^2/qH. \tag{18.5}$$

Si l'on exprime l'intensité du champ en kiloœrsteds et la longueur d'onde en mètres, on obtient la formule de calcul utile suivante (pour un ion dont le nombre massique est A et la charge $q = eZ$):

$$H\lambda = 196{,}5A/Z. \tag{18.6}$$

L'alimentation à haute fréquence des dees est habituellement réalisée à l'aide d'une ligne quart d'onde résonante, faisant, de par sa construction, un tout avec la chambre cyclotronique. Chacune de ces lignes à résonance représente un système cylindrique coaxial. Une tige-glissière cylindrique interne est utilisée comme support de l'électrode creuse en forme de D. Si les dimensions de cette dernière sont petites par rapport à $\lambda/4$, alors un tel système est électriquement équivalent à une ligne de Lecher, fermée sur une capacité concentrée (capacité entre l'électrode creuse en forme de D et les couvercles de la chambre). Lorsqu'il y a résonance de tension, dans le système apparaissent des ondes électromagnétiques immobiles dont le ventre de tension est situé sur la capacité concentrée, i.e. sur l'électrode creuse en forme de D, et le nœud sur l'extrémité

opposée, là où la tige-glissière interne est court-circuitée au cylindre externe. Grâce à la présence de la capacité concentrée, la fréquence de résonance se trouve diminuée et la longueur du système coaxial doit être quelque peu inférieure à $\lambda/4$.

La tension à haute fréquence est appliquée à une ligne résonante au voisinage de son point de départ à l'aide d'une boucle inductive. L'entrée se fait par l'intermédiaire d'un isolateur dans une paroi latérale du coaxial. L'intensité appliquée ne constitue qu'une petite partie de celle que l'on obtient sur la capacité concentrée dans les conditions de résonance. Remarquons que les oscillations dans les deux lignes doivent s'accompagner d'un déphasage de 180° afin que la tension entre les dees ait une valeur maximale. La puissance du générateur à haute fréquence sert à compenser les pertes actives à l'intérieur de la chambre, i.e. les pertes ohmiques dans les lignes résonantes, et à accélérer les ions.

Considérons à titre d'illustration certains chiffres valables pour un cyclotron standard (le cyclotron de l'Institut Technologique de Massachusetts aux Etats-Unis):

Puissance d'alimentation du générateur à haute fréquence	50 kW
Puissance d'alimentation de l'aimant	25 »
Puissance des autres agrégats du cyclotron	15 »
Puissance dans le faisceau (deutons; 15 MeV; courant du faisceau 0,8 mA)	12 »

Ainsi, le rendement total du cyclotron donné est égal à 13 %, tandis que celui de la puissance à haute fréquence vaut 24 %.

La chambre d'accélération constitue une partie importante du cyclotron. Les parois latérales de la chambre sont faites de laiton et les couvercles en fer mou. Ainsi, ces couvercles de fer jouent le rôle de véritables pièces polaires. Les couvercles sont reliés aux parois latérales par des joints de caoutchouc. Pour créer le vide dans la chambre, on utilise de puissantes pompes à vide de diffusion. Du point de vue du vide formé la chambre représente un tout avec les lignes de résonance.

A l'intérieur de la chambre on trouve: dees, source ionique et installation pour la sortie du faisceau. Les dees sont faites de fines feuilles de cuivre. Pour évacuer la chaleur, on fait appel à des tuyaux de refroidissement par l'eau qui augmentent simultanément la rigidité du système. En pratique, on utilise dans tous les cyclotrons des sources ioniques en arc. Sur la fig. 18.8, on a représenté schématiquement la construction d'une telle source et sa disposition dans la chambre. Une décharge en arc se forme dans le canal A de la source. Le gaz y arrive de l'extérieur par un tuyau B qui passe directement sous le couvercle de la chambre. L'arc s'enflamme entre la cathode de tungstène C et la paroi interne de l'enveloppe D. La décharge est stabilisée par le champ magnétique longitudinal du cyclotron et prend la forme d'un cordon de plasma (pincement) net s'étendant le long des lignes de force du champ. Les paramè-

tres types de la décharge en arc sont les suivants: U_a = 150-200 V; I_a = 1-2 A. Le cordon de plasma sort du canal de la source par une ouverture O. Les ions sont extraits de cette partie du cordon par la tension à haute fréquence entre les dees et entraînés dans le processus d'accélération.

L'installation qui permet la sortie du faisceau est disposée au voisinage d'une paroi latérale de la chambre. Après avoir passé sur la dernière spire de la trajectoire par une fente étroite dans la paroi latérale de l'une des dees, les ions arriveront dans le champ électrique du condensateur formé par cette paroi de l'électrode et par une plaque «déflectrice» (cf. fig. 18.1). La plaque est soumise à un potentiel négatif par rapport à la dee. Sous l'action du champ du condensateur, la trajectoire des ions se redresse et ils arrivent dans un raccord où le champ magnétique est déjà bien plus faible. En utilisant un système de lentilles magnétiques, on peut non seulement faire sortir le faisceau d'ions accélérés de la chambre du cyclotron, mais aussi le faire passer à travers un système à vide de transport du faisceau à grande distance, le focaliser et l'orienter sur la cible étudiée.

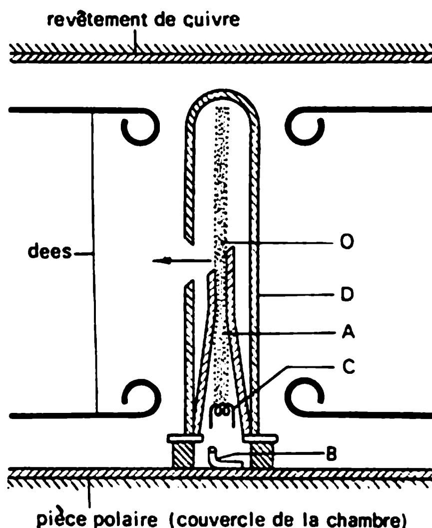


Fig. 18.8. Représentation schématique de la source à l'arc ionique d'un cyclotron. A — canal de la source; B — tube d'amenée du gaz; C — cathode; D — chemise; O — ouverture du canal

Actuellement, dans les installations cyclotroniques, le courant interne des particules accélérées atteint 3 mA. Le courant dans le faisceau qui sort du cyclotron atteint 0,1 mA (protons).

Dans les cyclotrons, on peut accélérer non seulement des particules telles que les protons, les deutons ou les particules alpha, mais aussi les ions lourds à charges multiples. On s'est beaucoup attaché, ces dernières années, à obtenir des faisceaux d'ions accélérés à charges multiples, en liaison avec le problème de synthèse des éléments transuraniens lointains. En particulier, en bombardant une cible d'uranium par des ions d'azote à charge +7, on a obtenu les isotopes du 99-ième élément chimique, l'einsteinium. Lorsqu'on bombarde de l'uranium par des ions d'oxygène à charge +6, on a réussi à obtenir l'un des isotopes du 100-ième élément chimique, le fermium. On a pu aller encore plus loin en utilisant des ions de

néon et d'argon à charge +7 et +8 et des cibles constituées d'éléments transuraniens (jusqu'à l'einsteinium). On a pu obtenir successivement les isotopes du 101-ième élément, le mendélévium, du 102-ième élément, le nobélium, du 103-ième élément, le lawrencium, du 104-ième élément, le kurtchatovium et, très récemment, du 105-ième élément.

Il ne faut pas que les succés impressionnants obtenus cachent les difficultés énormes que doivent surmonter les physiciens dans cette voie. Ces difficultés sont avant tout liées à un accroissement fort rapide de la probabilité de désintégration des noyaux de plus en plus lourds. La quantité de substance obtenue est ainsi négligeable et ne constitue que quelques centaines ou même quelques dizaines d'atomes. Pour identifier les isotopes radio-actifs de courte période obtenus, il faut mettre au point des méthodes spéciales, extrêmement raffinées, de l'analyse rapide physico-chimique.

Le cyclotron a joué un très grand rôle dans le développement des recherches en physique nucléaire dans les années 1930-1940. Les possibilités d'une telle installation sous sa forme initiale la plus simple sont pratiquement épuisées. Toutefois, le principe sur lequel repose la construction du cyclotron a été si fructueux qu'il a par la suite donné naissance aux orientations principales de la technique des accélérateurs modernes. C'est justement pour cette raison que nous avons accordé tant d'importance à la description de cette installation classique.

§ 19. PRINCIPE D'ACTION ET CONSTRUCTION DU BÊTATRON

L'une des idées les plus naturelles qui viennent lorsqu'on examine les différents procédés pour accélérer les particules chargées consiste à utiliser à cette fin un champ électrique induit. Si dans une région de l'espace on se donne un flux magnétique variable dans le temps, alors un champ électrique induit apparaît autour de ce flux. Examinons ce qu'il advient d'un électron qui se trouve au moment initial en un point A dans la région du champ variable (fig. 19.1). On considère de plus que le champ électrique a une symétrie axiale et que la ligne de force du champ électrique rotationnel est un cercle. Supposons que la vitesse initiale de l'éclectron soit nulle; alors, sous l'action du champ électrique, il commencera à se déplacer dans un plan perpendiculaire au champ magnétique. La direction de sa vitesse sera initialement antiparallèle à celle du champ électrique. Cependant, dès que l'électron a pris une certaine vitesse, il commence à être soumis aux actions du champ magnétique et des forces d'inertie.

Supposons qu'au point A le champ magnétique soit nul lorsque l'électron est au repos. Si par la suite le champ magnétique restait nul dans la région où se déplace l'électron, alors sous l'action du champ induit et des forces d'inertie celui-ci se déplacerait sur

une spirale de plus en plus large. Si, par contre, le champ magnétique croît rapidement dans la région où se déplace l'électron, et si le champ électrique rotationnel n'est pas intense, en sorte que l'impulsion de l'électron croisse très lentement, alors le mouvement de l'électron se fera suivant une spirale serrante (cela résulte de l'égalité $p = (e/c) H\rho$ pour $p \approx$ const). Remarquons que l'intensité du champ électrique induit n'est pas définie de manière univoque par la variation du champ magnétique à l'endroit où se déplace l'électron, mais par la vitesse de variation du flux dans tout l'espace délimité par la ligne de force du champ rotationnel.

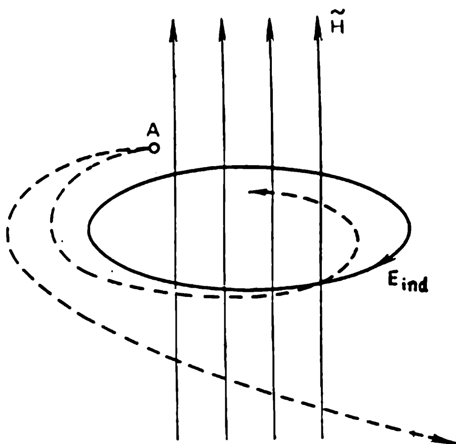


Fig. 19.1. Accélération d'un électron dans un champ induit

Il se pose la question de savoir si l'on peut trouver à quelle condition un électron se trouvant sur une ligne circulaire du champ rotationnel continuera à se déplacer tour par tour le long de cette ligne, en augmentant progressivement son énergie dans le champ magnétique croissant. La résolution de principe de ce problème fut trouvée par l'ingénieur norvégien Videroe en 1927; toutefois il s'écoula plus de douze ans avant qu'on ne puisse porter ces idées à un degré de perfection tel qu'elles servent de base à la construction d'un accélérateur réel.

Trouvons à quelle condition un électron accéléré restera invariablement sur une orbite circulaire de rayon constant. Le mouvement de l'électron dans le champ électrique rotationnel et dans le champ magnétique variable est déterminé par les deux équations fondamentales suivantes:

$$\frac{dp}{dt} = -eE, \tag{19.1}$$

$$p = \frac{e}{c} rH. \tag{19.2}$$

Ici p est l'impulsion de la particule, E et H les intensités des champs électrique et magnétique sur l'orbite, et r le rayon de l'orbite. L'intensité du champ électrique est liée au flux magnétique Φ à travers la surface de l'orbite par la relation évidente:

$$2\pi r E = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt}. \tag{19.3}$$

Des équations (19.1) et (19.3), en considérant que r est constant et en intégrant, nous obtenons

$$p(t) - p(0) = \frac{e}{c} \frac{1}{2\pi r} [\Phi(t) - \Phi(0)]. \qquad (19.4)$$

En reportant dans l'équation (19.4) la valeur de p de l'équation (19.2), nous obtenons la relation qui relie la valeur de l'intensité du champ magnétique sur l'orbite et la valeur du flux magnétique à son intérieur:

$$H(t) - H(0) = \frac{1}{2\pi r^2} [\Phi(t) - \Phi(0)]. \qquad (19.5)$$

Si, dans tout l'espace, le champ magnétique varie avec le temps suivant une seule et même loi et s'annule à un certain moment, alors on peut poser

$$H(0) = 0, \quad \Phi(0) = 0. \qquad (19.6)$$

On obtient donc la condition simple suivante:

$$H(t) = \frac{1}{2} \overline{H(t)}. \qquad (19.7)$$

Ici $\overline{H(t)}$ désigne la valeur moyenne de l'intensité du champ magnétique dans la région entourée par une orbite de rayon constant. Ainsi, l'électron se déplacera durant un intervalle de temps illimité sur une orbite de rayon constant dans le champ magnétique croissant, si l'intensité du champ sur l'orbite est deux fois moins grande que l'intensité moyenne du champ à l'intérieur de celle-ci. Une orbite de rayon constant qui vérifie la condition (19.7) sera par la suite appelée orbite d'équilibre.

Il faut remarquer que la condition (19.7) n'impose pas de conditions excessives à la forme du champ magnétique, i.e. à la dépendance de son intensité de la distance r. Dans tout champ magnétique à symétrie axiale dont l'intensité décroît avec la distance à l'axe, on peut trouver une circonférence sur laquelle seront remplies les conditions correspondant à une orbite d'équilibre. Toutefois, le fait que les conditions (19.7) soient remplies ne suffit pas encore à assurer une accélération induite de l'électron. L'orbite doit être stable, tant dans la direction verticale que par rapport aux déplacements radiaux. Tout comme dans le cyclotron, la focalisation verticale est assurée par la présence d'un champ magnétique décroissant dans la région de l'orbite et, par suite, par une forme tonnelée des lignes de force. Les conditions qui assurent une stabilité radiale du mouvement sont autres.

L'analyse d'une trajectoire électronique montre que le mouvement sera instable si le champ magnétique décroît trop vite dans la région de l'orbite. A la moindre perturbation, la particule quittera son orbite équilibrée et sera mise hors du processus d'accélération. Sans entrer ici dans les détails de la théorie rigoureuse de l'accé-

lération des particules, nous nous efforcerons d'expliquer à l'aide d'un graphe par quelles conditions est assurée la stabilité radiale. Les dessins 19.2a et 19.2b se rapportent à deux cas de mouvement : un mouvement stable et un mouvement instable. Les courbes tracées sur ces dessins représentent la dépendance de la quantité

$$F_1 = mv^2/\rho$$

du rayon de courbure de la trajectoire ρ et la variation de la force de Lorentz en fonction de la coordonnée r:

$$F_2 = \frac{e}{c} vH(r).$$

Le point d'intersection de ces courbes détermine la position de l'orbite sur laquelle se trouve l'électron. La différence entre les deux

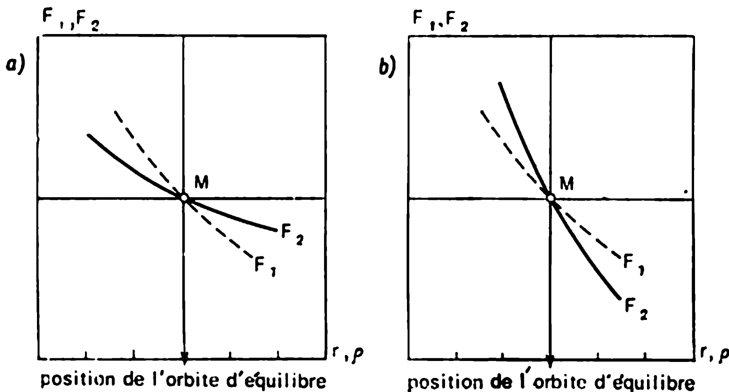


Fig. 19.2. Sur la stabilité radiale dans le bêtatron

dessins consiste en ce que, sur la fig. 19.2a, la courbe qui représente F_2 a une pente plus douce que l'hyperbole correspondant à F_1 (dont l'allure est évidemment la même dans les deux cas). Sur la fig. 19.2b, la courbe de F_2 descend plus vite, dans la région de l'orbite d'équilibre, que celle de F_1.

Supposons que, pour une raison extérieure quelconque, l'électron se déplace à partir du pont M en direction des grandes valeurs de r; alors, comme il est aisé de voir sur la fig. 19.2a, la force de Lorentz devient supérieure à mv^2/ρ, ce qui fait naturellement diminuer la valeur de r. Lorsque l'électron se déplace en direction des valeurs plus petites de r, la force de Lorentz devient inférieure à mv^2/ρ et le rayon de la trajectoire se met à croître. Finalement, tout déplacement de l'électron amène des oscillations au voisinage de l'orbite d'équilibre. Pour le cas représenté sur la fig. 19.2b la situation sera différente : le déplacement initial augmente, i.e. le mouvement sur l'orbite est instable.

On peut formuler ces conclusions sous forme d'une condition que doit satisfaire la variation de l'intensité du champ magnétique au voisinage de l'orbite d'équilibre. Pour un intervalle borné des valeurs de r, la valeur de $H(r)$ se met sous la forme:

$$H(r) = a/r^n. \tag{19.8}$$

Le cas $n < 1$ correspond au dessin 19.2a et le cas $n > 1$ au dessin 19.2b. Ainsi, la condition de stabilités radiale et verticale peut être écrite sous la forme *)

$$0 < n < 1. \tag{19.9}$$

Un accélérateur construit sur les principes examinés plus haut est appelé bêtatron. Cette appellation rappelle qu'un tel appareil est destiné à accélérer les électrons, car les « rayons bêta » sont l'ancienne appellation d'un faisceau d'électrons rapides.

Comme nous l'avons déjà dit, l'accélération des électrons dans le bêtatron résulte du processus d'accroissement d'un champ magnétique. L'énergie finale d'une particule est déterminée par la valeur maximale de l'intensité du champ magnétique, selon l'équation

$$p_{\max} = \frac{e}{c} \rho H_{\max}. \tag{19.10}$$

Lorsque l'énergie maximale est atteinte, l'électron est soit dirigé, grâce à un appareillage spécial, de l'orbite d'équilibre vers une cible interne, soit qu'il sort de la chambre de l'accélérateur. Il est évident que le processus d'accélération dans le bêtatron porte un caractère périodique, tout comme la courbe $H(r_0, t)$. Au début, un groupe d'électrons lents est injecté dans l'appareil; après être mis sur une orbite d'équilibre et accéléré, il arrive enfin sur la cible. Après quoi tout le processus se répète.

Il apparaît à première vue que l'entrée des électrons dans le bêtatron ne présente aucune difficulté. Il semblerait qu'on puisse la réaliser en dirigeant un faisceau de particules de l'extérieur, si tant est qu'on puisse diriger ce faisceau en sorte qu'il s'approche de manière continue de l'orbite d'équilibre. Une telle supposition est basée sur le fait que l'homme qui pour la première fois aborde un tel problème est instinctivement persuadé de ce qu'on peut toujours diriger une particule chargée dans un champ magnétique pour qu'elle y soit captée. En réalité, c'est justement ce qu'on ne peut pas réaliser dans un champ magnétique constant et ce qu'il est difficile de réaliser dans des champs à variation lente. Il est facile de s'en convaincre pour un champ constant à symétrie axiale où la trajectoire d'une particule avec $v =$ const doit être symétrique. C'est pourquoi, si une particule arrive dans le champ du dehors sous un certain angle, alors elle doit en sortir sous le même angle (fig. 19.3).

---

*) n est habituellement appelé index du champ magnétique.

L'injection des particules dans le bêtatron et leur accélération s'avèrent possibles parce que, parmi toutes les orbites électroniques, c'est seulement sur l'orbite d'équilibre que l'électron peut rester durant un intervalle de temps illimité. Si l'électron a commencé son mouvement sur une orbite proche de l'orbite d'équilibre, alors, par la suite, la première se déformera lentement et se rapprochera progressivement de l'orbite d'équilibre.

La question fort compliquée de l'influence d'une interaction collective des électrons sur le processus d'injection et sur la quantité

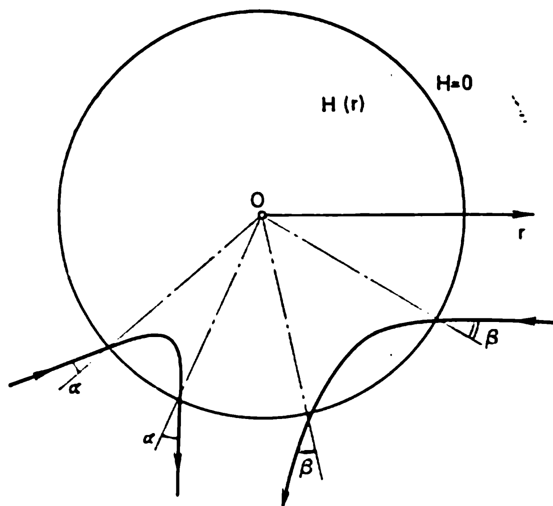


Fig. 19.3. Particule quitte le champ stationnaire à symétrie axiale sous le même angle que celui d'entrée

d'électrons qui arriveront sur l'orbite d'équilibre et atteindront la cible sort du cadre de notre exposé.

Lorsque, dans le processus d'accélération, l'énergie de l'électron atteint une valeur maximale, cet électron, comme nous l'avons déjà dit, doit être expulsé de l'orbite et dirigé sur la cible. Cela peut se faire en enfreignant, au moment donné, la condition bêtatronique. A cette fin, il est très commode d'effectuer un changement local du champ sur l'orbite sans modifier la valeur du flux passant par l'orbite. L'électron sera d'une manière automatique rejeté d'un côté ou de l'autre de l'orbite d'équilibre. Nous ne nous arrêterons pas à la description des méthodes concrètes qu'on utilise dans ce but.

Un élément important du bêtatron (fig. 19.4) est une chambre à vide toroïdale dans laquelle s'effectue le processus d'accélération. La chambre est habituellement faite en porcelaine, on y maintient un vide élevé. On place à l'intérieur de la chambre un injecteur (canon à électrons de construction simple). La paroi arrière de l'injec-

teur sert habituellement de cible sur laquelle arrivent les électrons expulsés de l'orbite d'équilibre à la fin de l'accélération. L'interieur de la chambre est recouvert d'une mince couche de métal, obtenue par voie chimique ou par pulvérisation cathodique. Le dépôt métallique sert à éloigner les charges électriques qui apparaissent facilement à la surface du diélectrique et peuvent faire naître des champs qui dérèglent complètement le processus d'accélération. La couche

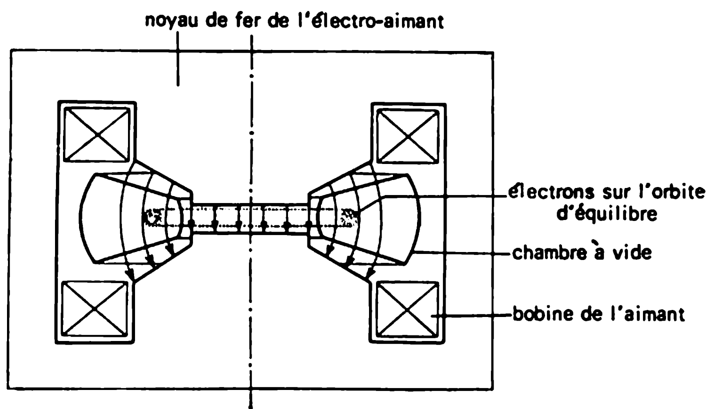


Fig. 19.4. Construction du bêtatron (schématiquement)

de métal doit être suffisamment fine pour que sa résistance soit suffisamment grande et que, par suite, les courants de Foucault dans le métal ne puissent atteindre une valeur trop grande.

La chambre est mise dans l'interstice d'un électro-aimant qui crée un champ magnétique variable à symétrie axiale. La construction d'un électro-aimant et le choix de la forme des pièces polaires permettent de remplir la condition bêtatronique sur une certaine circonférence de la chambre toroïdale. Pour diminuer la perte en courants de Foucault on utilise dans l'électro-aimant un noyau à tôles feuilletées de fer silicique. Comme les pertes dans le fer sont tout de même importantes, on prend des mesures pour refroidir intensivement le noyau par air.

La fabrication des pièces et le montage de l'électro-aimant doivent être faits avec beaucoup de soins et de précision pour obtenir une symétrie azimutale rigoureuse du champ. Le champ magnétique en tous les points de l'orbite d'équilibre doit varier en fonction du temps suivant une seule et même loi rigoureuse. Aucun déphasage entre les valeurs du champ magnétique pour différentes parties de l'orbite est inadmissible. Un déphasage, même petit, lorsque le champ varie en fonction du temps pour deux parties différentes de l'orbite, peut complètement dérégler le mouvement de l'électron sur l'orbite. En effet, il ne faut pas oublier que l'accélération débute au moment où l'intensité du champ magnétique est encore insigni-

fiante et qu'une petite différence de phase dans l'allure temporaire de H amène à de très grandes différences relatives dans la valeur du champ magnétique sur différentes parties de l'orbite. Ainsi, à ces moments initiaux, il peut ne plus y avoir aucune symétrie axiale à cause de la différence de phase. Pour assurer une bonne symétrie azimutale, la répartition du champ le long de l'orbite est parfois corrigée par des bobines spéciales.

Arrêtons-nous sur la question de l'énergie finale de l'électron qu'on peut atteindre par le procédé bêtatronique d'accélération. Il faut avant tout remarquer que tout effort pour augmenter l'énergie de l'électron se heurte à une difficulté naturelle: le poids et le prix de l'installation augmentent rapidement avec la valeur de l'énergie finale. On peut illustrer ce que nous venons de dire par le tableau suivant, où l'on compare les poids, les dimensions caractéristiques et les puissances de quelques installations. Si la première installation, construite par Kerst en 1940, pouvait être facilement posée sur une table de laboratoire, son bêtatron d'énergie finale de 315 MeV, lui, est un véritable édifice d'ingénieur.

Energie finale $\mathscr{E}_k$ des électrons en MeV	Rayon r_0 de l'orbite d'équilibre en cm	Intensité maximale H_0 du champ magnétique sur l'orbite en KŒ	Poids de l'aimant en tonnes	Puissance générale d'alimentation en kW
2,3	7,5	1,25	0,15	4
100	83	4,0	130	200
315	122	9,2 *)	340	150 **)

*) La sortie des électrons de l'accélérateur s'effectue pour une phase du champ magnétique de 75°, i. e. pour une phase $H=8{,}65$ KŒ.

**) Ce bêtatron fonctionne avec un grand rapport période-durée d'impulsion produisant 6 impulsions par seconde de rayonnement de freinage; 150 kW correspondent à la puissance moyenne absorbée.

Il existe encore une raison importante qui empêche d'obtenir dans le bêtatron des particules à de très grandes énergies. En se déplaçant sur une orbite circulaire dans un champ magnétique, l'électron émet continuellement de l'énergie électromagnétique. L'apparition de ce rayonnement est due à ce que l'électron se déplace avec une accélération centripète. Selon les lois de l'électrodynamique, toute particule chargée ayant une certaine accélération doit émettre des ondes électromagnétiques. Dans le cas non relativiste, où le rayonnement est monochromatique, sa fréquence est égale à la fréquence de rotation de l'électron dans le champ magnétique, i.e.

$$\omega = qH/m_0c.$$

Dans le cas relativiste, outre la fréquence fondamentale, il existe un rayonnement des harmoniques et le spectre de rayonnement prend la forme de la fig. 19.5. Pour $v/c \sim 1$, le maximum d'intensité

se trouve dans la région des fréquences qui dépassent de quelques ordres de grandeur la fréquence de rotation de l'électron sur l'orbite. Dans cette région, les harmoniques sont très proches l'une de l'autre et le spectre observable ne doit pas différer, de par son aspect extérieur, du spectre continu.

L'énergie émise par un électron par centimètre de trajet s'exprime par la formule suivante

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx}=\frac{2}{3}r_0^2\left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0}\right)^2 H^2. \tag{19.11}$$

Ici, r_0 est le rayon classique de l'électron, $\mathcal{E}$ son énergie totale, $\mathcal{E}_0$ son énergie au repos et H l'intensité du champ magnétique sur l'orbite.

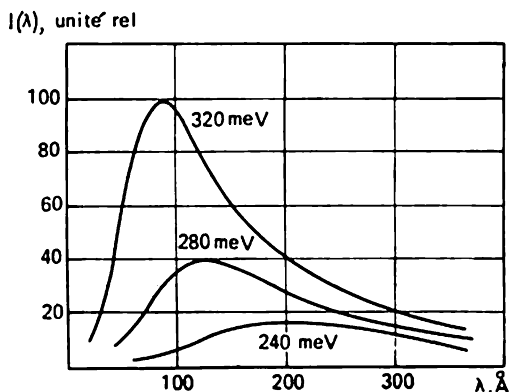


Fig. 19.5. Spectre continu du rayonnement du bêtatron (pour des grandes énergies des électrons)

Ainsi, l'énergie qu'acquiert un électron, lorsqu'il se déplace dans un champ électrique tourbillonnaire, se trouve diminuée à cause du mécanisme de radiation de freinage. Finalement, les conditions qui assurent le mouvement de l'électron suivant une orbite stable de rayon constant se trouvent déséquilibrées. En effet, l'impulsion de l'électron augmentera plus lentement que l'intensité du champ sur l'orbite, et le rayon de courbure de l'orbite se mettra graduellement à décroître. C'est pourquoi, l'électron quittera la région d'accélération bien avant que les pertes au rayonnement soient compensées par l'énergie acquise dans le champ électrique. Les évaluations quantitatives montrent que les pertes au rayonnement deviennent considérables, lorsque l'énergie des électrons dépasse 100 MeV, et rendent pratiquement irréalisable tout accélérateur d'électrons pour des énergies dépassant 500 MeV.

Tout ce que nous avons dit plus haut reposait sur l'analyse du comportement d'un électron dans le champ magnétique. En fait, un grand nombre de particules intervient dans le processus d'accélération, et cela peut modifier le caractère des phénomènes qui se

produisent. Il peut paraître que dans les conditions réelles la radiation de freinage n'existe pas, car les rayonnements des électrons isolés se déplaçant sur l'orbite se neutaliseront grâce à l'interférence. Au fond, un tel anneau d'électrons en mouvement est équivalent à un courant circulaire constant qui, comme on le sait, ne rayonne pas. En effet, si tous les électrons étaient répartis sur l'orbite de manière parfaitement uniforme, i.e. à des distances rigoureusement égales l'une de l'autre, un tel système ne rayonnerait pas. On peut toutefois montrer que, à cause des fluctuations statistiques de la densité des électrons sur l'orbite, le rayonnement se rétablit complètement et que tout électron rayonne, en moyenne, tout à fait indépendamment des autres.

En terminant là-dessus la description de la méthode bêtatronique d'accélération, il faut caractériser brièvement, bien sûr, l'état actuel du problème. Les gros bêtatrons n'ont pas trouvé un développement quelque peu sérieux : il n'existe actuellement dans le monde que quelques bêtatrons de 100 MeV et un bêtatron de 315 MeV. Mais les petites installations, de 15-30 MeV, se sont largement répandues ; on les produit en série, essentiellement à des fins de défectoscopie industrielle, et partiellement pour la médecine.

Les accélérateurs linéaires à guide d'ondes, les synchrotrons et, récemment, les microtrons dont il s'agira au paragraphe suivant sont des concurrents du bêtatron. Certains de ces concurrents dépassent largement le bêtatron sous plusieurs rapports et, en particulier, par l'intensité du faisceau du rayonnement. Mais l'avantage essentiel du bêtatron, qui lui a permis de survivre, est la simplicité de sa construction, celui-ci n'a ni d'éléments à haute tension ni, à plus forte raison, d'éléments à fréquences supérieures. Le bêtatron est donc moins cher, son emploi est plus facile et n'exige pas de qualification particulière.

Ces dernières années la construction des bêtatrons a vu de nombreux perfectionnements. En particulier, à l'Institut Polytechnique de Tomsk, on a mis au point des bêtatrons à courant de grande intensité.

Si dans les meilleurs modèles de bêtatrons ordinaires le nombre de particules accélérées pour un cycle ne dépasse pas

$$N \approx 5\cdot 10^9 \text{ électrons/impulsion},$$

dans les installations à courant intense mentionnées, ce nombre vaut

$$N \approx 3\cdot 10^{12} \text{ électrons/impulsion}.$$

Le courant circulant sur l'orbite $\left(I_{\text{circ}} = \frac{Q}{\tau} = \frac{Nec}{2\pi r_0}\right)$ atteint $\sim$100 A. La durée de l'impulsion Θ est comprise entre 5 et 10 μ sec, la fréquence de répétition d'impulsions vaut $f = 50$ Hz. Ainsi, le courant moyen sur la cible $\bar{I}_{\text{cib}} = Qf$ vaut environ 25 μA, et celui dans l'impulsion $(I_{\text{cib}})_{\text{imp}} = Q/\Theta$ vaut 500-100 μA. Il ne faut toutefois pas oublier qu'ils s'agit d'une installation fort encombrante et compliquée. L'énergie des électrons injectés vaut 350 keV.

§ 20. INSTALLATIONS MODERNES ACCÉLÉRANT LES PARTICULES À DE HAUTES ÉNERGIES

La voie fondamentale qu'a suivie le développement de la technique des accélérateurs tenait à l'obtention d'énergies des particules de plus en plus grandes. Si, en 1940, l'énergie limite des protons accélérés ne dépassait pas 8 MeV, actuellement au Laboratoire National Fermi (Illinois, Etats-Unis) fonctionne un accélérateur de 400 milliards d'électrons-volts (GeV).

Ce bond gigantesque réalisé à la vie d'une génération de physiciens ne pouvait se produire que grâce à la mise en pratique de nouveaux principes de construction des accélérateurs. Ils sont apparus en liaison avec les efforts déployés pour surmonter les difficultés freinant le développement ultérieur d'installations, devenues maintenant classiques, telles que le bêtatron et le cyclotron.

Synchrotron

Dans le bêtatron, l'accroissement de l'énergie est freiné par l'augmentation rapide du poids, d'une part, et, par suite, du prix de l'installation, et, d'autre part, par le rôle toujours croissant du rayonnement électromagnétique. On peut surmonter ces difficultés en libérant le champ magnétique variable de l'une des fonctions qu'il remplit dans le bêtatron, à savoir celle d'accélération des particules par induction. Dans ce cas, on peut accélérer les particules à l'aide d'un champ électrique à haute fréquence, appliqué à une partie quelconque de l'orbite. Le flux magnétique pénétrant l'orbite s'avère superflu, et la région que doit occuper le champ magnétique se ramène à un ruban annulaire le long duquel sont accélérés les électrons. Ainsi, les fonctions du champ magnétique se bornent à retenir les particules accélérées sur ce chemin. Un système de ce type a reçu le nom de synchrotron (fig. 20.1).

Pour ne pas entrer ici en détails de la théorie et de la construction du synchrotron, nous nous bornerons donc à quelques remarques concernant le principe d'action de cette installation.

L'accélération de résonance d'un électron a lieu si la période T de rotation de l'électron sur l'orbite reste constamment égale à la période T_{hf} du champ haute fréquence. Cette condition sera remplie si l'intensité du champ magnétique sur le chemin accélérateur croît simultanément avec l'énergie de l'électron dans le processus d'accélération. Il est facile de s'en convaincre en mettant la formule bien connue pour la période de rotation d'un électron sous la forme

$$T = \frac{2\pi}{ec}\frac{\mathscr{E}}{H}, \qquad (20.1)$$

où $\mathscr{E}$ est l'énergie totale de la particule. Supposons qu'à chaque tour l'énergie de la particule reçoit un accroissement constant $\Delta\mathscr{E}$; alors, si le champ magnétique croît linéairement avec le temps, le

rapport $\mathscr{E}/H$, et par conséquent, la grandeur T, elle aussi, resteront inchangés. De l'égalité (20.1), on obtient, en se posant $T = T_{hf}$:

$$\Delta\mathscr{E} = \frac{ec}{2\pi} T_{hf} \Delta H \qquad (20.2)$$

où $\Delta\mathscr{E}$ et ΔH sont les accroissements de l'énergie et de l'intensité du champ magnétique respectivement pour une période. D'autre

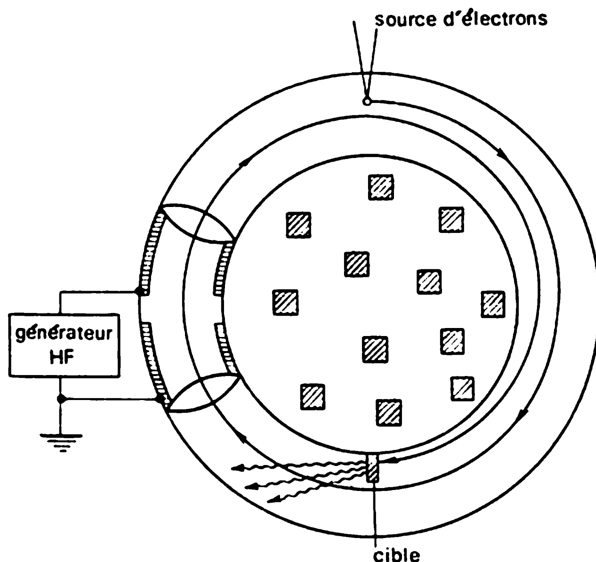


Fig. 20.1. Construction du synchrotron (schématiquement). Les noyaux, disposés au centre d'une chambre annulaire, laissent passer un flux magnétique variable assurant le mécanisme bêtatronique d'accumulation de l'énergie au stade initial du processus d'accélération

part, l'augmentation de l'énergie est déterminée par la formule suivante:

$$\Delta\mathscr{E} = eU_0 \cos\varphi, \qquad (20.3)$$

où U_0 est l'amplitude de la tension haute fréquence accélératrice, et φ la phase de la particule. Ainsi, on a une accélération synchrone si la phase de l'électron est déterminée par l'égalité

$$\cos\varphi_s = \frac{cT_{hf}}{2\pi U_0} \Delta H. \qquad (20.4)$$

Comme il s'ensuit de la formule (20.4), la valeur de la « phase d'équilibre » φ_s dépend de la vitesse de variation du champ magnétique et de l'amplitude de la tension haute fréquence. Si l'intensité du champ croît linéairement avec le temps, alors la valeur de φ_s

reste constante. Remarquons que si l'énergie de l'électron est suffisamment grande pour qu'on puisse considérer sa vitesse comme pratiquement constante et égale à la vitesse de la lumière, alors, si les conditions envisagées sont remplies, non seulement la période de rotation de l'électron, mais aussi le rayon de son orbite resteront constants.

Il peut sembler à première vue que le synchrotron ne fonctionnera pas, car la condition rigoureuse de synchronisme ci-dessus est irréalisable, même pour une seule particule, au cours de tout le processus d'accélération. Cependant, on n'exige pas en réalité que cette condition soit strictement remplie. Comme Veksler l'a montré en 1944 et, plus tard et indépendamment de lui, MacMillan, des petits décalages de phase d'un électron par rapport à la valeur d'équilibre φ_s n'augmentent pas avec le temps. Cela signifie qu'il existe une stabilité de phase, i.e. la phase d'un électron oscille au voisinage de la valeur d'équilibre φ_s. De plus, la stabilité de phase n'a pas seulement lieu dans le cas d'une croissance linéaire du champ, lorsque la valeur de φ_s est constante, mais aussi pour toute augmentation suffisamment régulière du champ, i.e. quand φ_s n'est pas constante *).

Arrêtons-nous plus en détail à la question de savoir quelle énergie maximale des électrons on peut obtenir par la méthode synchrotronique d'accélération. Plus grande est l'énergie à obtenir dans un synchrotron donné, plus le rayon de l'orbite r_0 et, par suite, le rayon du chemin magnétique doivent être grands. C'est une propriété commune aux accélérateurs cycliques munis d'un électro-aimant à un noyau de fer. En effet, pour $\beta \approx 1$ et une valeur donnée de H_0 sur l'orbite, valeur déterminée par les seules propriétés magnétiques du fer et ne dépendant pas des dimensions du synchrotron, on a : $r_0 = k\mathscr{E}_{\text{lim}}$. Comme on utilise dans le synchrotron un aimant annulaire, il peut sembler à première vue que le poids du fer doive augmenter lui aussi proportionnellement à l'énergie finale des électrons, car le nombre général des sections d'un électro-aimant, dont est formé l'aimant annulaire, doit augmenter linéairement avec la longueur du chemin d'accélération.

Cette conclusion repose cependant sur la supposition que l'anneau d'un gros synchrotron puisse être constitué de sections de même dimension que celui d'un petit accélérateur. En fait, les dimensions de la section transversale de la chambre à vide d'un synchrotron doivent être augmentées proportionnellement à r_0 pour la raison que nous expliquerons un peu plus bas. Par conséquent, toutes les dimensions des sections de l'aimant d'un gros synchrotron (et surtout la largeur b du chemin mangétique et la hauteur h de l'interstice interpolaire, cf. fig. 20.2) doivent être

*) Comme on le voit de la formule (20.4), à un choix donné des valeurs de T_{hf}, U_0 et ΔH correspondent deux valeurs d'équilibre φ_s de signes contraires. Toutefois l'équilibre stable ne se réalise que pour des valeurs positives de la phase φ_s.

augmentées autant de fois que r_0 d'un gros synchrotron dépasse celui d'un petit synchrotron. Revenons à la question des dimensions que doit avoir la section transversale de la chambre à vide. Ces dimensions sont évidemment déterminées par l'amplitude des oscillations radiales et verticales des électrons de part et d'autre de l'orbite idéale. Il existe des oscillations bêtatroniques et des oscillations de phase radiales (synchrotroniques). Au § 19 nous avons déjà dit quelques mots sur la nature des oscillations du premier type. Les oscillations synchrotroniques sont liées à la stabilité de phase dans le synchrotron, i.e. aux oscillations de phase des électrons non résonants au voisinage de la valeur φ_s. Ces oscillations de phase entraînent les oscillations de l'énergie par rapport à l'énergie des électrons résonnants à un moment donné; ces oscillations de l'énergie font, à leur tour, osciller le rayon de l'orbite au voisinage de la valeur r_0.

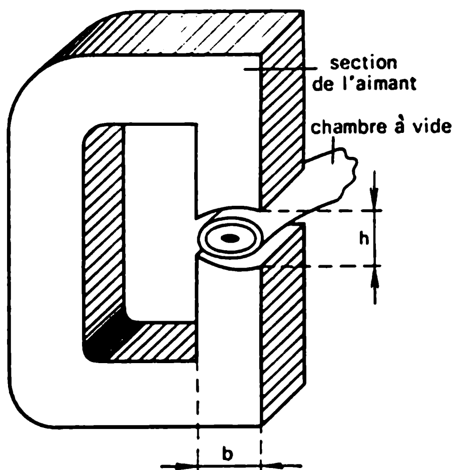


Fig. 20.2. Section de l'aimant d'un synchrotron; b — largeur du chemin magnétique; h — hauteur de l'espace interpolaire

On peut montrer que dans un champ de la forme (19.8), sous les conditions (19.9) et pour des conditions initiales données, les amplitudes a_r et a_z des oscillations bêtatroniques sont proportionelles à r_0. C'est ainsi que, indépendamment de l'influence des oscillations de phase radiales, si nous ne voulons pas que les électrons accélérés se perdent sur les parois de la chambre, il faut prendre une demi-largeur radiale de la section de la chambre $\Delta r \geqslant a_r$ et une demi-hauteur axiale de la section $\Delta z \geqslant a_z$. C'est pour cette raison qu'il faut augmenter les dimensions de la section de la chambre de l'accélérateur proportionnellement à r_0.

Finalement, le poids du fer de l'électro-aimant du synchrotron croît à peu près proportionnellement à r_0^3. Pour de grosses installations, le poids du fer est énorme et le prix de l'accélérateur s'avère particulièrement élevé. Ainsi, pour des considérations économiques l'énergie limite admissible vaut environ quelques GeV. Il semblerait que par rapport au bêtratron classique le gain ne soit pas si impressionnant, mais il ne s'est agi jusqu'à présent que des synchrotrons à focalisation faible, dans lesquels les focalisations verticale et radiale sont parfaitement identiques à celles dans le bêtatron. Or, le gros des synchrotrons modernes utilisent le principe de focalisation forte, ce qui change complètement la situation.

Expliquons cela. L'inégalité (19.9) imposée à l'index du champ magnétique, $0 < n < 1$, assure les focalisations radiale ($n < 1$) et verticale ($n > 0$) simultanées du faisceau électronique. Mais la focalisation radiale peut être augmentée d'une façon considérable si l'on rend les valeurs de n de beaucoup inférieures à zéro, par exemple, en prenant $n = -100$, en d'autres termes, en remplaçant la diminution du champ magnétique dans la région de l'orbite par une augmentation rapide. Naturellement, il apparaît simultanément une diffusion verticale du faisceau. De manière parfaitement analogue, en sacrifiant la focalisation radiale et en choisissant des valeurs $n \gg 1$, on peut assurer une forte focalisation verticale.

Si l'on dispose le long du chemin magnétique une suite de sections magnétiques alternante dans lesquelles l'intensité du champ magnétique augmente ou diminue brusquement en fonction du rayon, on obtient sur le trajet du faisceau électronique un ensemble des lentilles magnétiques quadrupolaires. Au § 12, nous avons expliqué les raisons de forte action de focalisation de tels systèmes. Il reste à apporter quelques précisions.

La théorie montre qu'une focalisation forte permet d'augmenter des dizaines de fois la fréquence des oscillations bêtatroniques des électrons. Les quantités a_r et a_z s'en trouveront diminuées autant de fois. Dans ces conditions, l'amplitude des oscillations de phase radiales diminuera fortement. Finalement, dans un synchrotron à focalisation forte, la chambre à vide d'une section importante devient absolument superflue. Ainsi, les faibles dimensions de la section de la chambre entraînent les petites dimensions des sections de l'électro-aimant, et le poids du fer de l'aimant synchrotronique augmentera linéairement avec l'énergie finale des électrons. Ainsi, du point de vue économique l'énergie des synchrotrons peut être augmentée à peu près de 50 fois (au lieu de 1-1,5 GeV, on peut discuter le problème de construction d'un synchrotron de 50 GeV).

Outre les avantages économiques, il existe encore une considération de principe en faveur des accélérateurs à focalisation forte. Le caractère stochastique (quantique) du processus de pertes de radiation de l'énergie de l'électron provoque, comme le montre l'analyse, une intensification des oscillations de phase de l'électron. Cela ne permet pas de construire des synchrotrons à focalisation faible dont l'énergie finale des électrons dépasse 1-2 GeV. Pour les synchrotrons d'une énergie de 6 ou 10 GeV, la seule possibilité consiste à utiliser une forte focalisation.

Actuellement, on a déjà construit une série de synchrotrons dont l'énergie atteint 10 milliards d'électrons-volts. Le plus important des synchrotrons, construit aux Etats-Unis en 1968, accélère les électrons jusqu'à 10 GeV. Naturellement, c'est aussi un accélérateur à focalisation forte. Le plus gros des synchrotrons à focalisation faible accélère les électrons jusqu'à 1,5 GeV (il s'agit du synchrotron « Sirius » à l'Institut Polytechnique de Tomsk).

Microtron

Le cyclotron électronique, ou microtron, sert à accélérer les électrons jusqu'à des énergies qui atteignent quelques dizaines de MeV. A la différence du synchrotron, dans lequel l'énergie acquise par électron par chaque tour est petite par rapport à l'énergie finale des particules, dans le microtron, à chaque passage suivant le champ

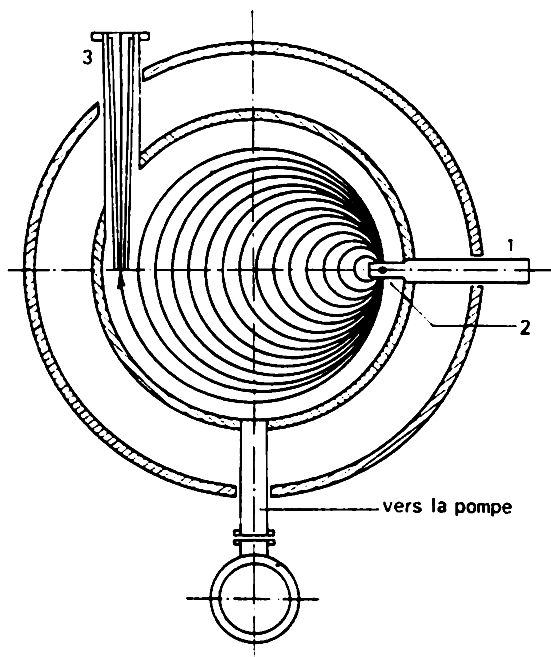


Fig. 20.3. Schéma du microtron. *1* — **guide d'ondes;** *2* — **résonateur accélérateur avec un émetteur;** *3* — **canal magnétique pour faire sortir les particules**

accélérateur l'électron acquiert une énergie de l'ordre de l'énergie au repos $\mathscr{E}_0$. Ainsi, à la différence du cyclotron ordinaire, le microtron est un accélérateur de particules relativistes.

Dans le microtron, les particules se déplacent suivant une famille de circonférences ayant un point de contact commun où se trouve un résonateur accélérant (fig. 20.3). Les électrons se déplacent dans un champ magnétique H constant et unifome, en sorte que le temps de rotation d'une particule, dont l'énergie est $\mathscr{E}$, est déterminé par la formule

$$T = 2\pi\mathscr{E}/eHc.$$

A chaque passage dans l'interstice accélérateur du résonateur, l'énergie d'un électron augmente de $\Delta\mathscr{E}$, le temps de rotation aug-

mente donc de

$$\Delta T = 2\pi \Delta \mathscr{E}/eHc = T_{\text{uhf}},$$

égal à une période du champ accélérateur à ultra-haute fréquence T_{uhf}, ce qui permet d'assurer le synchronisme de l'accélération. Vu que les particules se déplacent avec une vitesse très proche de la vitesse de la lumière, il est aisé de voir que la longueur de chaque orbite dépasse celle de l'orbite précédente d'une longueur d'onde $\lambda = cT_{\text{uhf}}$ du champ accélérateur. En règle générale, les microtrons fonctionnent à une bande radio-électrique de 10 centimètres. Dans ce cas, la valeur du champ magnétique H est liée à l'accroissement de l'énergie par tour par la formule suivante:

$$H = H_0 \frac{\Delta \mathscr{E}}{\mathscr{E}_0},$$

où $H_0 = 1070$ Œ est le champ cyclotronique pour une fréquence du champ accélérateur $f = 3000$ MHz et $\mathscr{E}_0 = 511$ keV est l'énergie au repos de l'électron. Ainsi, après N passages par le résonateur, l'énergie des électrons sera égale à

$$\mathscr{E}_N = N\Delta \mathscr{E}.$$

On prend habituellement $N = 20$-30 et la valeur $\Delta \mathscr{E} = (1 \div 2)\, \mathscr{E}_0$; par conséquent, l'énergie des particules atteint $\sim$30 MeV.

L'intensité du courant de particules accélérées est déterminée par le processus d'injection. Pour mettre les particules en régime d'accélération, on utilise un procédé analogue à celui utilisé dans le cyclotron. Sur une paroi du résonateur, en forme d'une petite boîte plate, on place un petit émetteur. Les électrons sont arrachés de la surface brûlante de l'émetteur par un champ électrique intense du résonateur. Après avoir décrit un arc de cercle dans le résonateur, les particules acquièrent une certaine énergie et quittent la région d'action du champ électrique. C'est dans le processus d'injection que se manifeste à nouveau une singularité du microtron: les intensités du champ magnétique constant et du champ électrique dans le résonateur étant du même ordre, cela facilite considérablement la mise des particules sur orbite.

La stabilité du mouvement des particules dans le processus d'accélération est assurée par deux facteurs. Premièrement, par le mécanisme de stabilité de phase: les électrons passent par l'intervalle accélérateur à des instants qui correspondent à une diminution du champ électrique dans l'interstice, en d'autres termes, la phase d'équilibre des particules à accélérer est positive. C'est pourquoi les électrons avec une énergie plus grande et, par conséquent, échappés du synchronisme, mettent plus de temps à parcourir une spire plus longue de la trajectoire, ils arrivent plus tard dans l'intervalle accélérateur, acquièrent une valeur plus petite de $\Delta \mathscr{E}$ et leur phase commence donc à revenir vers la valeur d'équilibre. Les électrons avec une énergie insuffisante arrivent plus tôt et acquièrent ainsi

une portion plus grande d'énergie ; donc, dans ce cas aussi se met en jeu un mécanisme automatique compensant tout écart du synchronisme.

Deuxièmement, dans le processus d'accélération se réalise une focalisation transversale du faisceau, due non pas à l'effet focalisant du champ magnétique uniforme à l'intérieur de la chambre du microtron, mais à celui du champ non uniforme à haute fréquence du résonateur (fig. 20.4). En effet, à cause de la diminution du champ en fonction du temps, en vertu des conditions de la stabibilité de phase, un électron qui passe par l'ouverture d'entrée du résonateur sera focalisé plus qu'à sa sortie du même résonateur.

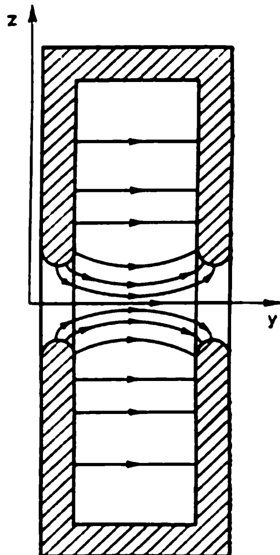


Fig. 20.4. Lignes de force du champ électrique dans un résonateur accélérateur

Ainsi, le mouvement des électrons est stable aussi bien dans le temps, dans la direction longitudinale, que dans l'espace, dans la direction transversale. Cela fait prendre au faisceau l'aspect de paquets d'électrons dont les énergies sont peu dispersées. La sortie des particules du microtron est facile à réaliser et se fait par un canal magnétique qui fait blinder le champ magnétique au voisinage de la dernière orbite. Le pas de l'orbite est constant et, pour $\lambda = 10$ cm, il vaut $\lambda/\pi \approx 30$ mm.

Pour exciter le résonateur du microtron, on utilise habituellement des magnétrons ou des klystrons dont la puissance atteint des centaines et des milliers de kilowatts. Les microtrons fonctionnent donc en régime impulsionnel ; la durée des impulsions vaut 2-3 µsec, la fréquence de répétition valant quelques centaines de Hz. Ainsi, la puissance moyenne du microtron vaut habituellement 1000 fois moins que la puissance instantanée. En faisant varier le champ magnétique et l'accroissement de l'énergie par tour, on peut changer de manière continue l'énergie de la particule dans de vastes limites. L'aimant du microtron, généralement relié à la chambre à vide, est compact et simple. Le pompage du microtron se fait par des pompes à décharge ionique, disposées dans le champ magnétique de l'accélérateur.

Les petits microtrons dont l'énergie est de 10-30 MeV représentent des sources très commodes et compactes d'électrons rapides et trouvent aujourd'hui, grâce à leur simplicité surtout, une utilisation de plus en plus large. L'avantage essentiel du microtron par rapport à l'accélérateur linéaire est qu'il possède un seul résonateur à travers lequel on fait passer un grand nombre de fois un seul et même faisceau de particules. Dans l'accélérateur linéaire,

des résonateurs sont disposés l'un après l'autre. Cela complique leur construction, mais permet d'obtenir les énergies des particules plus importantes. C'est ainsi que l'accélérateur linéaire SLAC (U. S. A.) accélère les électrons jusqu'à 22 GeV sur une longueur de 3 km. Cette machine gigantesque est constituée de 900 sections identiques; sur chaque section de 3 m les particules acquièrent une énergie de 25 MeV. Dans le microtron, en raison des conditions spatio-temporelles compliquées, régissant le mouvement des électrons dans le champ de l'aimant et du résonateur, le nombre maximal de spires est $N \approx$ 50-70, l'énergie limite des particules ne dépasse donc pas 50-70 MeV; le courant de particules accélérées atteint 100 mA par impulsion ou 100 µA en moyenne.

A titre d'illustration, énumérons les caractéristiques du microtron de l'Institut des Problèmes Physiques (Moscou):

Nombre d'orbites	30
Energie finale	30 MeV
Courant dans l'impulsion	80 mA
Puissance appliquée au résonateur	8 MW
Diamètre de la chambre	1100 mm
Diamètre de l'aimant	1500 mm

Ces dernières années, outre les microtrons que nous venons de décrire, on construit de grands accélérateurs fonctionnant selon le même principe. Dans l'état actuel de la technique à fréquences supérieures où il existe des générateurs dont la puissance UHF atteint des centaines de kilowatts, il est devenu possible de construire un microtron à fonctionnement continu. Un tel accélérateur à opération continue, avec un courant de 1-2 mA, doit fournir, tout comme un cyclotron, un faisceau électronique continu de grande puissance. On met de plus au point les projets de construction des microtrons complexes dont les aimants sont divisés en deux, et dans l'interstice assez longue ainsi formée on met un accélérateur linéaire à action réitérative. A l'aide d'un tel microtron complexe avec un accélérateur linéaire superconducteur on compte obtenir une énergie atteignant 500-600 MeV, pour un courant moyen ~1 µA.

Phasotron

Examinons maintenant dans quelle direction a évolué le développement des installations destinées à accélérer les particules lourdes. Comme nous l'avons déjà dit plus haut, l'augmentation relativiste de la masse freine l'accroissement de l'énergie limite des particules dans le cyclotron. Pour surmonter cette difficulté, il faut passer à la tension haute fréquence à fréquence variable. La fréquence doit varier au cours du processus d'accélération en fonction de l'accroissement de la masse des particules. A de telles conditions, la phase de la particule restera constante ou oscillera dans des limites admissibles. La notion d'« énergie limite » disparaît,

et la possibilité d'obtenir des ions des énergies de quelques centaines de mégaélectrons-volts n'est plus liée à la nécessité d'appliquer entre les dees une tension à amplitude démesurément grande. Le principe de stabilité de phase de Veksler-MacMillan peut aussi s'appliquer entièrement aux systèmes en question appelés phasotrons.

Ainsi, la différence fondamentale entre le phasotron et le cyclotron consiste en ce que, dans le phasotron, la fréquence de la tension accélératrice varie périodiquement. Cela donne au fonctionnement du phasotron un caractère discontinu tout à fait analogue à celui du synchrotron et, plus généralement, de tous les accélérateurs à stabilité de phase.

Dans le processus d'accélération dans le phasotron sont périodiquement entraînées les particules dont le mouvement a commencé durant un petit intervalle de temps. Cet intervalle de temps correspond à peu près à la valeur de la fréquence pour laquelle se réalise la résonance des particules de masse non relativiste, i.e. pour

$$\omega_0 = qH/m_0c, \tag{20.5}$$

où ω_0 est la valeur initiale de la fréquence du génerateur HF. L'accélération s'achève, pour chacun de ces groupes de particules, lorsque la fréquence diminue jusqu'à une valeur

$$\omega = qH/mc, \tag{20.6}$$

et que la particule atteint la périphérie de la pièce polaire. Le rapport avec l'énergie acquise par une particule à la fin de l'accélération s'exprime par la formule évidente suivante:

$$\omega = qHc/\mathcal{E}_{\text{lim}}. \tag{20.7}$$

Pour réaliser une variation périodique de la fréquence suivant une loi donnée, on introduit dans le contour de résonance de la chambre un condensateur dont la capacité peut varier périodiquement à l'aide d'une installation mécanique.

Pour obtenir des ions dont l'énergie dépasse nettement le « plafond » de la méthode cyclotronique, la technologie des accélérateurs s'est développée immédiatement après la découverte de Veksler et MacMillan dans la voie de construction des phasotrons. On a construit beaucoup de grands phasotrons qui ont permis d'effectuer des recherches intenses en physique des mésons et des particules élémentaires. En 1950, on a déjà construit l'un des phasotrons les plus puissants à l'Institut Uni des Recherches Nucléaires à Doubna. La fig. 20.5 montre son aspect extérieur. On obtient dans cet accélérateur un faisceau protonique avec une énergie de 680 MeV. A cause de caractére discontinu du fonctionnement du phasotron, le courant moyen du faisceau n'est pas grand, à l'intérieur de la chambre à vide il ne dépasse pas quelques microampères.

Le défaut essentiel des phasotrons est la valeur relativement faible du courant du faisceau. C'est justement cette circonstance qui a fait revenir les physiciens à la vieille idée formulée encore

en 1938 par L. Thomas. Il s'agit du cyclotron dit « isochrone », ou cyclotron à variation azimutale du champ magnétique. Dans cet accélérateur, la période de rotation d'un ion, malgré l'augmentation relativiste de la masse, reste constante. C'est pourquoi, en principe, il n'y a aucun déphasage de l'ion et, par conséquent, il n'existe

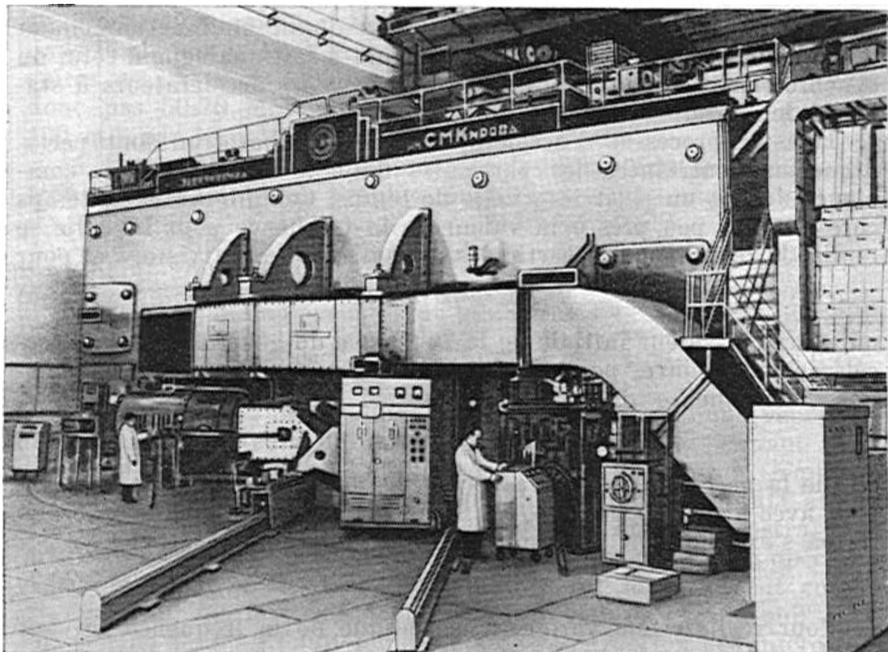


Fig. 20.5. Vue extérieure d'un phasotron de 680 MeV (Doubna)

pas d'« énergie limite » au sens du cyclotron classique (pour d'autres raisons, il existe tout de même une énergie maximale qu'on peut atteindre dans le cyclotron isochrone, mais elle vaut 0,8-1,0 GeV).

Dès le milieu des années 50 ont commencé à apparaître des travaux théoriques et expérimentaux de plus en plus nombreux consacrés au cyclotron isochrone. Ensuite vint une nouvelle vague de construction de cyclotrons dans beaucoup de pays et, actuellement, on en a construit quelques dizaines.

Le cyclotron isochrone moderne est un accélérateur universel où l'on peut faire varier, de manière régulière et sur une vaste bande, l'énergie des particules dans le faisceau sortant, chose irréalisable, en règle générale, dans le cyclotron classique. La collection des particules à accélérer est également très vaste: on peut y accélérer des protons, des deutons, des particules α, des ions He^3, Li^6, C^{12}, etc.

La construction des cyclotrons isochrones est très variée: accélérateurs avec électro-aimant en forme de III, semblable à celui du cyclotron, et accélérateurs avec un système magnétique circulaire. La théorie et la réalisation technique du cyclotron isochrone sont bien plus compliquées par rapport au cyclotron classique.

Les plus puissants des cyclotrons isochrones accélèrent des protons jusqu'à 80-100 MeV, et dans un proche avenir on mettra en exploitation des cyclotrons de 500 MeV. Le courant du faisceau sortant atteindra 100 μA.

Synchrophasotron

Une série de raisons techniques et physiques, parmi lesquelles nous citerons seulement l'augmentation rapide du poids et du prix de l'installation avec l'énergie obtenue, rendent irrationnelle la construction de phasotrons avec des énergies de protons de plus d'un milliard d'électrons-volts. Pour obtenir une gamme énergétique plus considérable, on peut combiner les principes d'action du synchrotron et du phasotron. Les installations qui utilisent des combinaisons de ces principes sont appelées synchrophasotrons. Dans un tel système, les protons sont accélérés dans l'interstice d'un électro-aimant annulaire à champ magnétique variable; l'accélération s'effectue par une tension haute fréquence, à fréquence modulée.

Au cours d'un cycle d'accélération, l'intensité du champ magnétique augmente à partir d'une certaine valeur initiale ($H_0 \approx 200$ Œ) à une valeur finale ($H_{\text{lim}} \approx 15$ kŒ) suivant une loi approximativement linéaire:

$$H(t) = H_0(1 + \alpha t).$$

La durée de ce processus et, par conséquent, celle d'accélération des particules vaut 1-3 s. Simultanément, la fréquence ω de la tension accélératrice augmente, elle aussi, selon une certaine loi. Si l'on peut considérer, dans certaines limites, que la loi $H(t)$ est arbitraire, alors celle de variation de la fréquence est déjà rigoureusement déterminée par la loi $H(t)$ adoptée. En d'autres termes, si H est une variable indépendante, alors ω est une fonction de H, de plus la forme de cette fonction ne doit subir aucune modification. Tout écart $\omega(H)$ de la loi choisie entraîne un déplacement de l'orbite d'équilibre par rapport au rayon r_0 calculé ; cela signifie que certaines particules à des grandes amplitudes d'oscillations radiales seront mises hors du jeu en arrivant sur les parois de la chambre à vide. La coordonnée radiale de calcul de l'orbite d'équilibre se trouve au centre de l'ouverture de la chambre à vide.

Comme on le voit de la formule $T = L/v = L/\beta c$ (où la longueur de l'orbite d'équilibre L est constante pour un synchrophasotron donné), la gamme cherchée de variation de la fréquence du champ accélérateur est déterminée par le rapport β/β_0, mais vu que dans

les grands accélérateurs β est pratiquement égal à 1, cette gamme est donc déterminée par seul β_0, i.e. par l'énergie de l'injection. Au cours de l'accélération, la fréquence augmente habituellement de 5-10 fois et même moins dans les grandes installations, où l'énergie d'injection est très grande.

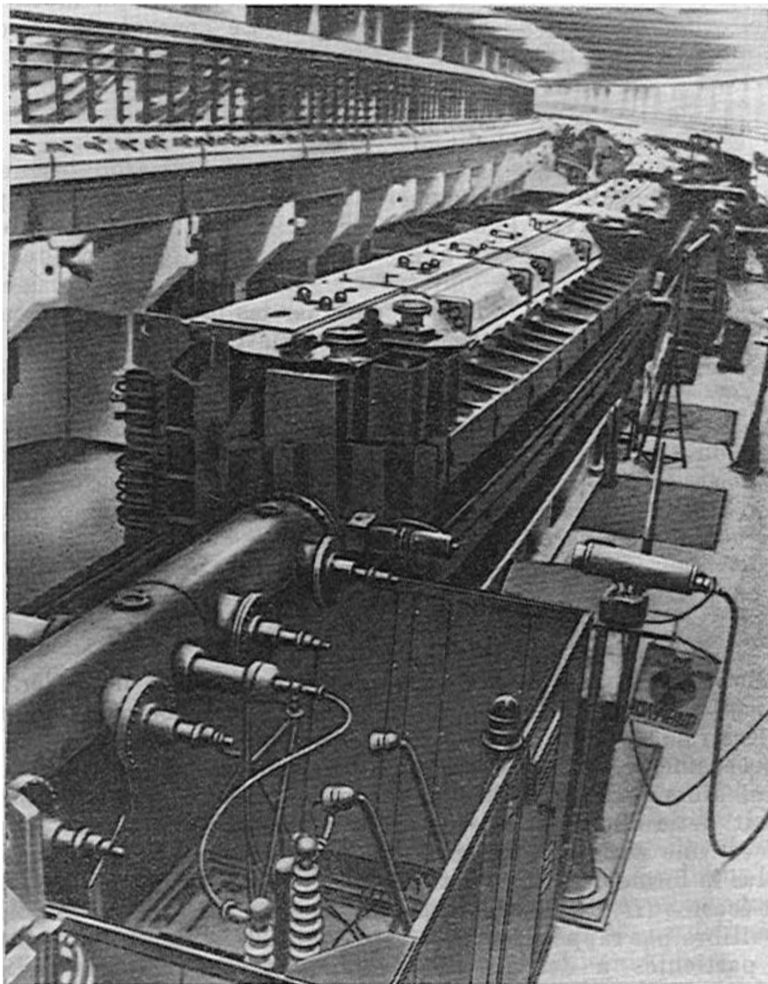


Fig. 20.6. Synchrophasotron de 76 GeV (près de Serpoukhov). On voit sur la photographie: une salle annulaire souterraine dans la région où le faisceau protonique sort de l'accélérateur linéaire; les blocs de l'électro-aimant; les éléments terminaux du système optique électronique assurant l'entrée des protons dans la chambre annulaire de l'accélérateur; l'un des systèmes électrostatiques déflecteurs assurant l'amenée des protons sur une orbite annulaire; un caméra de télévision

Pour observer la loi ω (H) avec la précision nécessaire, on a inventé toute une série de systèmes subtils, parmi lesquels des capteurs d'intensité du champ magnétique sur l'orbite, des indicateurs de la position du faisceau par rapport au centre de la section de la chambre, des systèmes de rétraction et des méthodes de précision permettant une rapide correction de la fréquence des oscillations produites par les générateurs haute fréquence à fréquence modulée. Ce système à haute fréquence est la partie la plus complexe et la plus délicate du synchrophasotron. Dans les synchrophasotrons, on n'accélère généralement que des protons. Le proton franchit plusieurs étapes d'accélération: issu de la source ionique, il est accéléré dans un accélérateur à haut voltage jusqu'à environ 1 MeV (injecteur préliminaire); puis il arrive dans un accélérateur linéaire de résonance pour être accéléré jusqu'à 5-10 MeV; c'est seulement en sortant de cet injecteur qu'il arrive, enfin, dans la chambre annulaire du synchrophasotron.

Comme nous l'avons déjà expliqué plus haut, le poids de l'électroaimant du synchrophasotron est considérablement diminué grâce à la focalisation forte. Ce n'est qu'après la découverte du principe de focalisation forte que les projets et la construction des accélérateurs protoniques circulaires de dizaines et de centaines de GeV sont devenus possibles. Le premier des synchrophasotrons de ce type, d'une puissance de 28 GeV, vit le jour en 1960 au Centre Européen de recherches nucléaires (C. E. R. N.), près de Genève. Le poids du fer est de 3000 tonnes, l'ouverture de la chambre est de 146×70 mm, l'intensité du faisceau 10^{12} protons/impulsion. Remarquons que la construction d'un synchrophasotron à focalisation faible avec les mêmes paramètres nécessiterait plus d'un million de tonnes de fer.

A la fin de 1967, on a obtenu un faisceau de protons ayant une énergie de 76 GeV dans le synchrophasotron à focalisation forte de l'Institut de Physique des Hautes Energies, près de Serpoukhov, en U. R. S. S. Ses paramètres fondamentaux sont les suivants: $r_0 \approx 230$ m, $L \approx 1{,}5$ km; poids du fer $\sim 20\,000$ t; énergie d'injection ~ 100 MeV. L'intensité est de $\sim 10^{12}$ protons/impulsion pour une fréquence de répétition des impulsions de protons de 7,5 s. La fig. 20.6 permet de se faire une idée du système magnétique annulaire de cet accélérateur. Au printemps 1972, on a mis en exploitation aux U. S. A. (Batavia, Illinois) un synchrophasotron à focalisation forte avec un faisceau de protons d'une énergie de 400 GeV.

§ 21. ACCÉLÉRATEURS À FAISCEAUX CROISÉS DE PARTICULES

Il existe encore une circonstance importante à ne pas perdre de vue lorsqu'on discute des perspectives du développement ultérieur de la technique des accélérateurs.

Ce qui pousse les physiciens à faire augmenter l'énergie finale des particules accélérées est que l'augmentation de cette énergie

donne la possibilité d'étudier l'interaction des particules à des distances de plus en plus petites et en des intervalles de temps toujours plus courts. Dans ces conditions, on observe la production des paires de particules et d'antiparticules (par exemple, d'un proton et d'un antiproton, ou d'un neutron et d'un antineutron), on arrive à pénétrer la structure interne des particules élémentaires, etc.

Dans le schéma traditionnel de l'expérience nucléaire, la particule accélérée bombarde une cible immobile. Il semble à première vue que, lors de la collision, selon la loi d'Einstein l'énergie cinétique tout entière de la particule qui bombarde la cible est communiquée pour augmenter la masse des produits de la réaction. En particulier, il suffirait apparemment, pour produire une paire proton-antiproton, d'accélérer la particule à une énergie de ≈ 2 GeV (l'énergie sommaire au repos de p et de $\tilde{p}$). Il n'en est malheureusement pas ainsi. En satisfaisant à la loi de conservation de l'énergie il ne faut pas oublier la loi de conservation de l'impulsion. Même dans le cas le plus favorable de collision de front, lorsqu'on n'a pas besoin de communiquer une énergie supplémentaire aux produits de la réaction pour leur déplacement transversal, les particules interagissant et nées lors de cette interaction doivent emporter l'impulsion initiale; elles doivent se déplacer dans la direction du vol de la particule bombardant la cible. Pour produire ce mouvement, il faut dépenser une partie de l'énergie cinétique initiale qui, nous le verrons par la suite, est assez considérable.

Arrêtons-nous plus en détail sur cette question. Tous les calculs sont, naturellement, à effectuer à la base des formules de mécanique relativiste. Supposons qu'une particule de masse m_1, possédant une impulsion $\boldsymbol{p}_1$, heurte une particule au repos de masse m_2. L'énergie totale $\mathscr{E}$ du système avant la collision est la somme des énergies totales $\mathscr{E}_1$ et $\mathscr{E}_2$ des deux particules (nous écrivons les formules dans un système de coordonnées de laboratoire):

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_1 + \mathscr{E}_2 = \sqrt{p_1^2c^2 + m_1^2c^4} + m_2c^2. \qquad (21.1)$$

L'impulsion du système avant la collision est déterminée par l'impulsion de la particule en mouvement (la seconde particule est au repos et $\boldsymbol{p}_2 = 0$):

$$\boldsymbol{p} = \boldsymbol{p}_1. \qquad (21.2)$$

Désignons par M la masse au repos résultante du système après la collision et par $\mathscr{E}'$ et p' l'énergie résultante et l'impulsion respectivement. Supposons que la collision soit centrale, i.e. que l'impulsion n'a pas de composante transversale. Alors les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}', \qquad \boldsymbol{p} = \boldsymbol{p}' \qquad (21.3)$$

donnent

$$\sqrt{p_2^2c^2 + m_1^2c^4} + m_2c^2 = \sqrt{p_1^2c^2 + M^2c^4}. \qquad (21.4)$$

En élevant au carré et en simplifiant, on obtient

$$(Mc^2)^2 = (m_1c^2)^2 + (m_2c^2)^2 + 2m_2c^2\mathscr{E}_1. \qquad (21.5)$$

La dernière formule permet de déterminer M et, par conséquent, l'augmentation possible de la masse des produits de la réaction pour des valeurs données de m_1, m_2 et $\mathscr{E}_1$.

On obtient des résultats particulièrement évidents dans le cas le plus simple où les masses des particules en collisions sont identiques:

$$m_1 = m_2 = m.$$

L'égalité (21.5) se récrit maintenant

$$Mc^2 = \sqrt{2mc^2(mc^2 + \mathscr{E}_1)}, \qquad (21.6)$$

ou, en désignant par $\mathscr{E}_c$ l'énergie cinétique de la particule heurtant, nous obtenons

$$Mc^2 = \sqrt{2mc^2(2mc^2 + \mathscr{E}_c)}. \qquad (21.7)$$

La partie α de l'énergie cinétique qui peut être transformée en masse au repos est déterminée par l'égalité évidente:

$$\alpha = \frac{Mc^2 - 2mc^2}{\mathscr{E}_c} = \frac{\sqrt{1 + (\mathscr{E}_c/2mc^2)} - 1}{\mathscr{E}_c/2mc^2}. \qquad (21.8)$$

Comme il s'ensuit de la formule ci-dessus, environ 50 % de l'énergie cinétique peut être transformée en énergie au repos, pour des valeurs petites de $\mathscr{E}_c/2mc^2$. Lorsque $\mathscr{E}_c$ augmente, cette partie tend vers 0 suivant la loi $\mathscr{E}_c^{-1/2}$.

Revenons à l'exemple de la production d'une paire proton-antiproton lors de la collision de deux protons. Quelle doit être l'énergie cinétique de seuil du proton heurtant pour qu'une collision frontale puisse faire naître une paire p, $\tilde{p}$?

Dans ce cas

$$Mc^3 = 2mc^2 + 2mc^2 = 4mc^2,$$

et la formule (21.7) donne

$$\mathscr{E}_c = 6mc^2 \approx 5{,}6 \text{ GeV}.$$

Ainsi, seulement un tiers de l'énergie accumulée sert à faire naître de nouvelles particules. La fig. 21.1 montre, à une échelle logarithmique, le rapport entre l'énergie cinétique accumulée par un proton et l'énergie susceptible d'être transformée en énergie de masse au repos (nouvelles particules, excitation intrinsèque). Comme on le voit, lors du passage dans la région de très hautes énergies, la situation n'est pas réconfortante.

Des possibilités tout à fait nouvelles apparaissent lorsqu'on utilise le principe des faisceaux croisés, i.e. d'une cible mobile.

Nous supposerons comme précédemment que les masses des particules en collision soient identiques. Dans ce cas, la loi de conservation de l'impulsion n'impose aucune restriction à la transformation de l'énergie; l'impulsion initiale du système est nulle et, à des conditions de seuil, toute l'énergie cinétique accumulée par les deux particules en collision peut être transformée en énergie

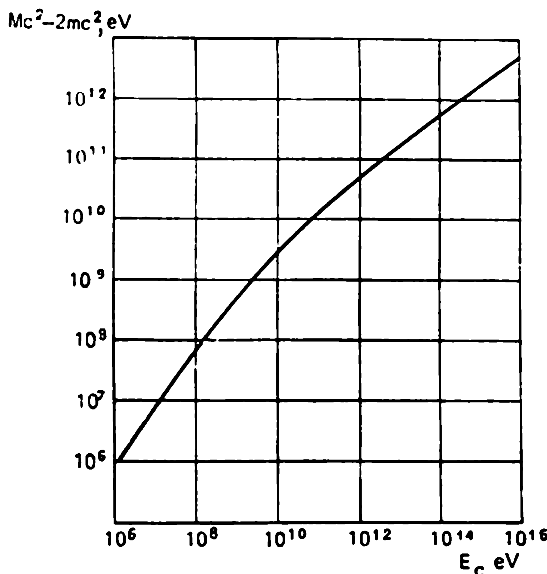


Fig. 21.1. Lien entre l'énergie $\mathscr{E}_c$ accumulée par un proton et celle susceptible d'être transformée en masse de repos

de masse au repos. Le système de coordonnées de laboratoire coïncide avec le système du centre d'inertie, et les produits de la réaction restent, à des conditions de seuil, pratiquement immobiles; dans le cas général, ils se dispersent sous des grands angles, à la différence du cas d'une cible immobile où ils s'avancent tous ensemble. Formellement, la possibilité d'utiliser toute l'énergie cinétique de deux particules identiques lors de la collision frontale résulte des égalités suivantes:

$$\mathscr{E}=\mathscr{E}', \tag{21.9}$$

i.e.

$$2mc^2+2\mathscr{E}_c=Mc^2, \tag{21.10}$$

$$2\mathscr{E}_c=Mc^2-2mc^2. \tag{21.11}$$

Naturellement, il y a le revers d'une médaille: dans le cas d'un accélérateur à faisceaux croisés de particules, le rendement des produits de la réaction s'avère extrêmement petit en raison de la

densité minimale de la cible mobile, du faisceau croisé, par rapport à la densité d'une cible massive ordinaire (la différence est de 17 ordres de grandeur dans le cas type). Pour surmonter cette difficulté, on peut faire passer les faisceaux les uns à travers les autres un grand nombre de fois, on peut aussi intensifier les courants dans les faisceaux et diminuer leurs sections.

Outre cette difficulté évidente freinant la réalisation d'un accélérateur efficace à faisceaux croisés, l'instabilité liée à l'interaction

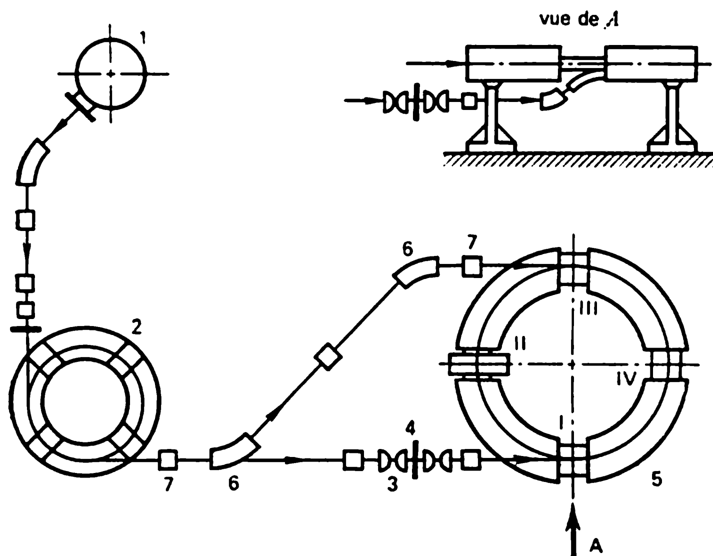


Fig. 21.2. Schéma d'une installation aux faisceaux de rencontre ВЭПП-2. *1* — injecteur; *2* — synchrotron de 200 MeV; *3* — lentille à foyer court; *4* — convertisseur (plaque de tungstène), où naissent les positrons; *5* — chemin d'accumulation; *6* — aimants déflecteurs; *7* — lentilles quadrupolaires

faisceau-faisceau représente un autre grave danger. Lorsque deux faisceaux se rencontrent, le faisceau plus intense détruit l'autre. Ce phénomène a toutefois été étudié expérimentalement; on l'a expliqué et on a même trouvé des moyens pour le combattre.

Il est remarquable que, malgré la difficulté fantastique apparente de réalisation d'une telle idée, on puisse la mettre avec succès en pratique. On a mis au point des systèmes d'injection, d'accumulation, de transport et de focalisation des faisceaux à accélérer. On a construit des accélérateurs à faisceuax croisés électrons-électrons (d'énergie 2 × 130 MeV) et électrons-positrons (2 × 3,5 GeV) qui ont permis de poursuivre des expériences.

Sur la fig. 21.2 est représenté le schéma de l'installation ВЭПП-2 (faisceaux croisés électrons-positrons) construite à l'Institut de physique nucléaire de Novossibirsk.

L'aspect extérieur de ce système est représenté sur la fig. 21.3.

On a construit au C. E. R. N. un accélérateur à faisceaux croisés protons-protons, d'une énergie de 2 × 25 GeV. L'énergie de collision vaut 50 GeV. Pour obtenir la même énergie de collision en

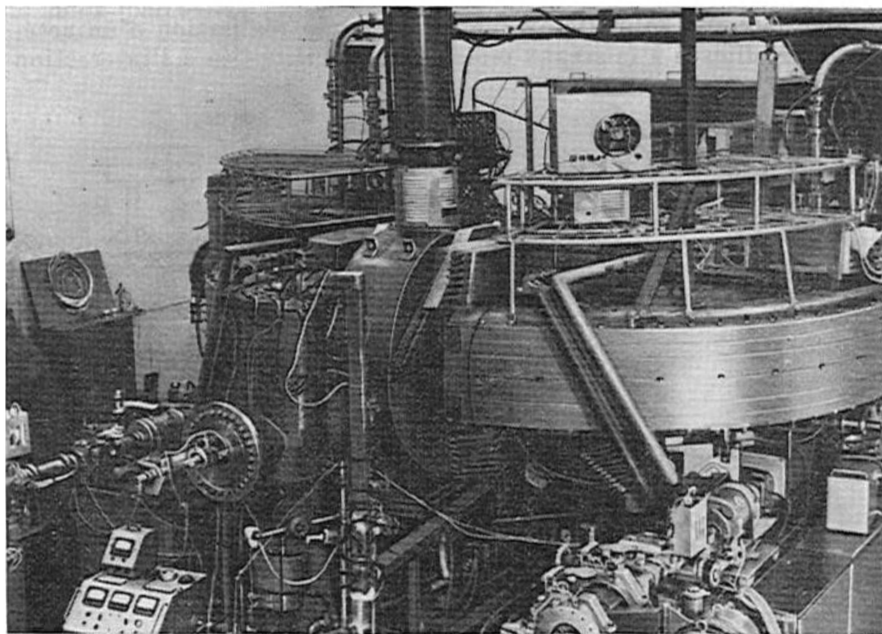


Fig. 21.3. Vue extérieure de l'accélérateur ВЭПП-2

bombardant une cible d'hydrogène (immobile) par un faisceau de protons, il aurait fallu accélérer les protons jusqu'à une énergie ≈1 400 GeV = 1,4 TeV.

Cependant, en physique des hautes énergies beaucoup d'expériences ne peuvent être réalisées dans une installation à faisceaux croisés. C'est pourquoi le problème de construction d'accélérateurs à de très hautes énergies reste tout de même actuel. Dans le futur, la physique des hautes énergies utilisera aussi bien des installations à faisceaux croisés que des accélérateurs à de très hautes énergies, malheureusement, avec des cibles immobiles.

Chapitre V

MOUVEMENT DANS UN CHAMP D'UNE CHARGE PONCTUELLE

§ 22. DIFFUSION DES PARTICULES CHARGÉES DANS UN CHAMP COULOMBIEN. FORMULE DE RUTHERFORD

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié le comportement des particules chargées dans des champs électriques et magnétiques extérieurs, en tant que des fonctions données des coordonnées et du temps. La question d'interaction entre particules individuelles a été laissée de côté. Cependant, l'analyse des lois d'interaction des particules est la base de la physique atomique moderne. Nous essaierons maintenant de compenser à un certain degré cette lacune et d'expliquer les lois régissant des interactions élémentaires des particules dans le cas le plus simple où l'on peut considérer les particules comme des charges ponctuelles entre lesquelles agissent des forces électrostatiques d'attraction ou de répulsion.

Pour la première fois la physique s'est heurtée à la nécessité d'analyser de tels processus en relation avec les résultats des célèbres expériences de Rutherford sur la diffusion des particules α, et cette analyse s'avéra le chaînon le plus important dans la création des idées actuelles de la structure des atomes.

Dans le cadre de la physique classique, la question du mouvement d'une particule chargée dans le champ d'une autre charge est parfaitement semblable au problème bien connu de la mécanique céleste sur le mouvement d'une planète dans le champ d'un astre central. La trajectoire de la planète étudiée est une courbe plane du second ordre, ellipse ou parabole, ce qui est déterminé par les conditions initiales. Une particule se déplaçant dans le champ d'une particule immobile de signe contraire doit décrire la même trajectoire. Dans ce cas, les forces coulombiennes, analogues aux forces gravitationnelles, sont attractives, et le caractère identique de la dépendance des forces de la distance conduit à une géométrie identique du mouvement. Si le signe des charges est le même, et elles se repoussent, l'analyse du mouvement se fait suivant le même schéma et conduit à nouveau à une trajectoire plane (hyperbole).

Supposons que d'une charge ponctuelle au repos q_1 de masse M s'approche une autre charge ponctuelle q_2, de même signe et de masse m. Supposons que $M \gg m$; voici un exemple : une particule α

heurte le noyau d'un atome lourd au repos. Alors, en première approximation, on peut considérer que le mouvement de la particule a lieu dans le champ d'une charge ponctuelle immobile, autrement dit, que l'on étudie un processus de diffusion par un centre immobile sous l'action d'un champ coulombien.

Désignons par b le paramètre d'impact (fig. 22.1). Il est aisé de comprendre que la trajectoire de la particule doit être symétrique par rapport à l'axe Ox qui joint le centre de diffusion et le

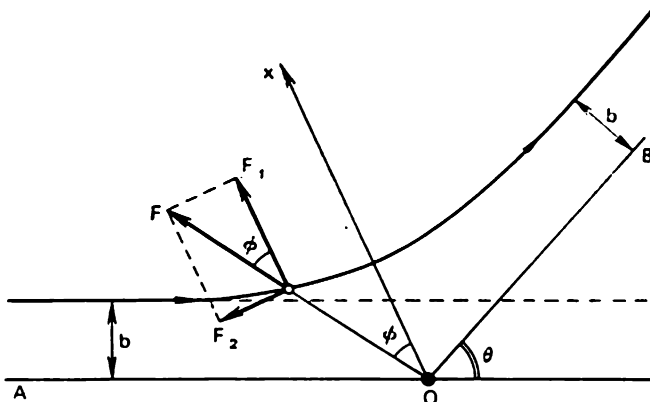


Fig. 22.1. Trajectoire d'une particule α dans le champ d'un noyau. *OA* et *OB* — les asymptotes, θ — l'angle de diffusion, *b* — le paramètre d'impact

point de rapprochement maximal des deux particules (symétrie d'inversion mécanique). Définissons la variation totale de l'impulsion de la particule lors du processus de diffusion :

$$\Delta \boldsymbol{p} = \int_{-\infty}^{+\infty} \boldsymbol{F}\, dt; \tag{22.1}$$

où $\boldsymbol{F}$ est la force coulombienne. En un point quelconque de la trajectoire, on peut décomposer la force $\boldsymbol{F}$ en une composante $\boldsymbol{F}_1$ parallèle à l'axe Ox et en $\boldsymbol{F}_2$ normale à cet axe. En considérant des points de la trajectoire symétriques par rapport à l'axe, on peut se convaincre de ce que, pour tout couple de tels points, on a $\boldsymbol{F}_1' = \boldsymbol{F}_1''$ et $\boldsymbol{F}_2' = -\boldsymbol{F}_2''$. C'est pourquoi la composante $\boldsymbol{F}_2$ ne modifie aucunement la variation de l'impulsion, i.e., lors du calcul de la quantité Δp, il suffit de considérer seulement l'effet produit par la composante $\boldsymbol{F}_1$. Alors

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} F_1\, dt = 2 \int_{-\infty}^{0} F \cos\varphi\, dt = 2 \int_{-\infty}^{0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \cos\varphi\, dt.$$

En passant de l'intégration par rapport au temps à l'intégration par rapport à l'angle, on obtient

$$\Delta p = 2q_1q_2 \int_0^{\varphi_1} \frac{\cos\varphi \, d\varphi}{r^2 \, (d\varphi/dt)} . \tag{22.2}$$

Lors du mouvement dans un champ de forces centrales, le moment cinétique ne varie pas, i.e.

$$r^2 \frac{d\varphi}{dt} = \text{const.}$$

Déterminons la valeur de cette constante; supposons que la particule, ayant une vitesse initiale v, se trouve loin à gauche du

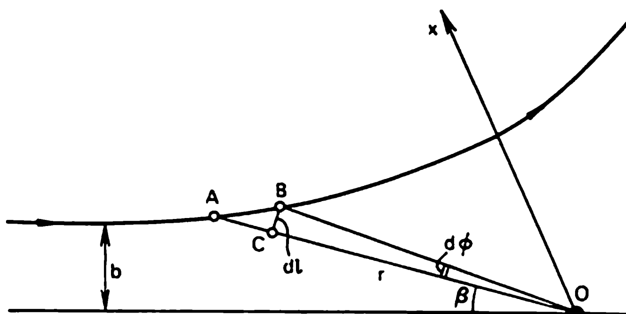


Fig. 22.2. Relations géométriques pour la détermination du moment cinétique: $AB = ds = v\,dt$; $BC = dl = ds \sin\beta = r\,d\varphi$; $b = r \sin\beta$

centre de diffusion (fig. 22.2). Dans ce cas

$$d\varphi = \frac{dl}{r} = \frac{v \sin\beta \, dt}{r} \quad \text{ou} \quad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{v \sin\beta}{r};$$

donc, 168

$$\text{const} = r^2 \frac{d\varphi}{dt} = \frac{r^2 v \sin\beta}{r} = vb.$$

Alors la formule (22.2) donne

$$\Delta p = 2q_1q_2 \frac{\sin\varphi_1}{vb} \tag{22.3}$$

D'autre part, en désignant par θ l'angle de la diffusion (entre les asymptotes de la trajectoire hyperbolique) et en se rappelant qu'en vertu du caractère élastique de l'interaction la valeur absolue de l'impulsion avant et après la collision reste la même, on a (fig. 22.3):

$$\Delta p = 2p \sin\frac{\theta}{2} . \tag{22.4}$$

La relation entre les angles θ et φ_1 s'ensuit du même schéma:

$$2\varphi_1 + \theta = \pi.$$

En comparant les expressions (22.3) et (22.4) on obtient la formule cherchée pour l'angle de diffusion

$$\operatorname{tg}\frac{\theta}{2} = \frac{q_1 q_2}{mv^2 b}. \qquad (22.5)$$

Lors d'une collision frontale ($b = 0$), la particule revient par le chemin déjà parcouru; à une diffusion de 90° correspond le paramètre impact

$$b_\perp = q_1 q_2/mv^2, \qquad (22.6)$$

la formule précédente peut donc s'écrire sous la forme

$$\operatorname{tg}\frac{\theta}{2} = b_\perp/b. \qquad (22.7)$$

Dans le chapitre suivant, nous utiliserons les formules obtenues pour analyser la question de la conductibilité du plasma; pour

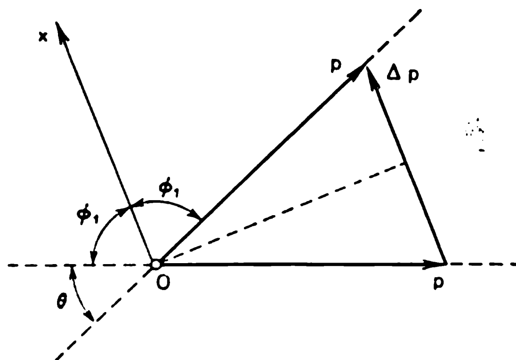


Fig. 22.3. Changement de l'impulsion lors de la diffusion (la valeur absolue de p reste inchangée)

l'instant, nous allons appliquer les résultats obtenus au cas de la diffusion des particules α par des noyaux d'atomes lourds. Comme on le sait, ce sont précisément les expériences sur la diffusion des particules α qui ont joué à l'époque un rôle décisif dans l'argumentation du modèle nucléare de l'atome.

La quantité b (paramètre d'impact) est inaccessible à la détermination expérimentale directe. C'est pourquoi, il est rationnel de transformer les expressions obtenues pour l'angle de diffusion afin d'obtenir des formules commodes pour les comparer avec l'expérience. Supposons qu'un faisceau de particules α d'intensité N part/cm² arrive sur une feuille mince faite d'une substance ayant

un numéro atomique élevé Z; l'argent, le platine, le plomb, l'or sont des matériaux convenables. Désignons par n le nombre de

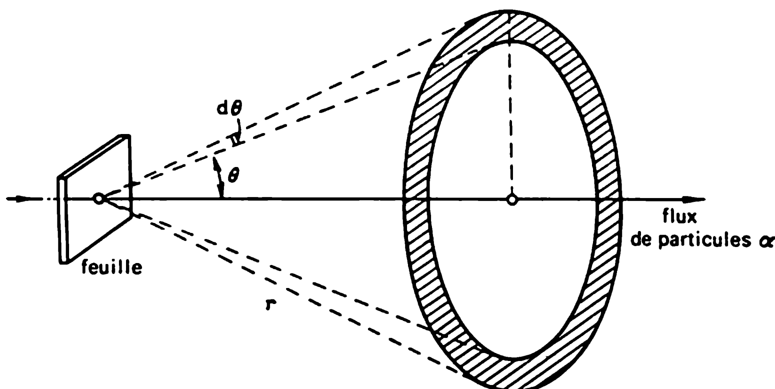


Fig. 22.4. Diffusion d'une particule α dans une feuille. Sur le dessin on voit le cône de diffusion d'ouverture (θ, $\theta + d\theta$)

noyaux arrivant sur 1 cm² de cible. Comme la feuille est mince, le gros des particules α passera à travers la feuille sans changer la vitesse (les pertes d'énergie dues à la transmission d'énergie aux électrons sont négligeables). Désignons par dN/N la quantité des particules α dont les déviations angulaires, par suite de la diffusion sur des noyaux, sont comprises dans un intervalle de θ à $\theta + d\theta$ (fig. 22.4). La vitesse de la particule α et la charge du noyau étant données, à l'intérieur du cône de diffusion d'ouverture (θ, $\theta + d\theta$) ne seront comprises que les particules ayant subi la diffusion correspondant à une valeur du paramètre d'impact comprise dans l'intervalle (b, $b + db$). Cela signifie que du flux initial de particules sera diffusée dans une direction donnée une partie dN/N, égale au rapport des surfaces des anneaux entourant chaque noyau (fig. 22.5) à la surface totale de section du faisceau (1 cm²). Ainsi,

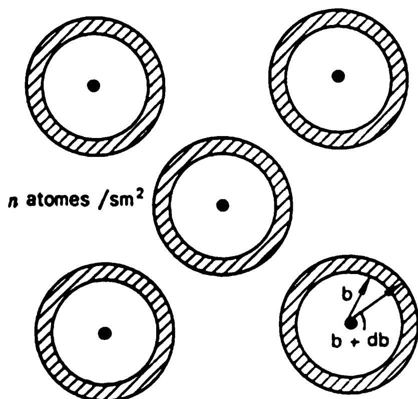


Fig. 22.5. Portion $dN/N = 2\pi b\, db \cdot n$ des particules diffuse dont le paramètre d'impact est compris dans l'intervalle (b, $b + db$)

$$\frac{dN}{N} = \frac{dS}{1} = n \cdot 2\pi b\, db.$$

Passons maintenant du paramètre d'impact b aux angles de diffusion. En utilisant la formule (22.5) et en substituant dans l'égalité précédente les valeurs b et db, calculées selon cette formule, on obtient

$$\frac{dN}{N} = \pi n \left(\frac{q_1 q_2}{mv^2}\right)^2 \frac{\cos(\theta/2)}{\sin^3(\theta/2)} d\theta. \qquad (22.8)$$

Il est commode de rapporter le nombre de particules α diffusées à l'unité d'angle solide $d\Omega$. Comme il s'ensuit de la fig. 22.4, à l'ouverture du cône de diffusion correspond un angle solide

$$d\Omega = 2\pi r \sin\theta \frac{r\,d\theta}{r^2} = 4\pi \sin\frac{\theta}{2} \cos\frac{\theta}{2}\, d\theta.$$

Alors la formule (22.8) s'écrit sous la forme

$$\frac{dN}{N} = \frac{n}{4} \left(\frac{q_1 q_2}{mv^2}\right)^2 \csc^4\frac{\theta}{2}\, d\Omega. \qquad (22.9)$$

Pour les particules α $q_1 = 2e$. En supposant la charge d'un noyau égale à $q_2 = Ze$ (nous anticipons sur le résultat de l'expérience!) et en désignant par E_c l'énergie cinétique d'une particule α, on obtient finalement :

$$\frac{dN}{N} = \frac{n}{4} \left(\frac{Ze^2}{E_c}\right)^2 \csc^4\frac{\theta}{2}\, d\Omega. \qquad (22.10)$$

C'est la célèbre formule de Rutherford.

Ainsi, si le modèle nucléaire de l'atome est juste, et si la loi de Coulomb reste vraie à faibles distances, le nombre de particules diffusées doit décroître rapidement avec l'augmentation de l'angle de diffusion (comme $\csc^4\frac{\theta}{2}$) et avec l'accroissement de l'énergie des particules α (comme E_c^2) ; d'autre part, ce nombre doit augmenter proportionnellement au carré de la charge des noyaux sur lesquels se produit la diffusion. Toutes ces affirmations ont été vérifiées expérimentalement. De plus, des expériences sur la diffusion ont été utilisées pour la détermination expérimentale directe de la valeur de Z.

Le schéma des expériences effectuées par Geiger et Marsden en 1913 est fait sur la fig. 22.6. Une ampoule au radon servait de source de particules α ; le nombre de particules diffusées était déterminé par le calcul visuel du nombre de scintillations apparaissant sur un écran fluorescent semi-transparent de sulfure de zinc. L'observation de l'écran était faite à l'aide de microscopes à petit agrandissement. Pour l'étude de la dépendance angulaire, le fait que le faisceau primaire de particules α soit non monoénergétique est sans importance. Pour de petits angles θ, l'ouverture du faisceau diffusé était artificiellement diminuée, car le nombre de particules diffusées dans cette intervalle d'angles augmentait rapidement. Pour diminuer la diffusion parasite des extrémités des diaphragmes, on

les faisait en aluminium (Z petit) et soumettait à un polissage soigneux.

Les résultats de la vérification de la dépendance angulaire sont portés dans le tableau emprunté à l'ouvrage original. Dans l'intervalle d'angles de 5 à 150°, i.e. pour une variation de $\csc^4(\theta/2)$ de 250 000 fois, la valeur de $dN \csc^4(\theta/2)$ reste inchangée à la précision

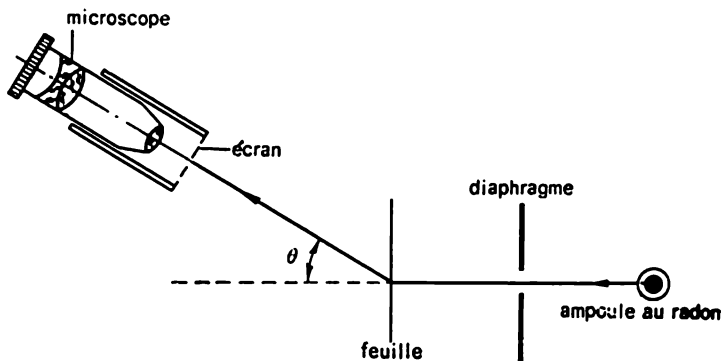


Fig. 22.6. Schéma de l'expérience de Geiger et Marsden

10 % près. Il est difficile de trouver un exemple de correspondance aussi frappante entre la théorie et l'expérience s'il s'agit d'une vérification directe des lois se rapportant aux processus élémentaires.

Dépendance du nombre de particules α diffusées de la diffusion
(vérification de la formule de Rutherford)

Feuille en or

Angle de diffusion θ (en°)	$\csc^4 \frac{\theta}{2}$	Nombre de scintillations N	$N/\csc^4 \frac{\theta}{2}$	Angle de diffusion θ (en°)	$\csc^4 \frac{\theta}{2}$	Nombre de scintillations N	$N/\csc^4 \frac{\theta}{2}$
150	1,15	33,1	28,8	45	46,6	1 435	30,8
135	1,38	43,0	31,2	37,5	93,7	9 300	35,3
120	1,79	51,9	29,0	30	223	7 800	35,0
105	2,53	69,5	27,5	22,5	690	27 300	39,6
75	7,25	211	29,1	15	3 445	132 000	38,4
60	16,0	477	29,8				

Ouverture du faisceau diffusé est diminuée de près de 2500 fois

30	223	3,1	0,014	10	17 330	200	0,012
22,5	690	8,4	0,012	7,5	54 650	607	0,011
15	3445	48,2	0,014	5	276 300	3320	0,012

La dépendance de la valeur dN/N de la vitesse des particules α a été étudiée dans la même série d'expériences. On a de nouveau constaté un accord remarquable entre la théorie et l'expérience.

Il reste encore une dernière question d'une importance fondamentale: la détermination de la valeur de la charge d'un noyau. Bien que, historiquement, l'identification de la quantité Z dans l'expression pour la charge d'un noyau

$$q = Ze$$

au numéro atomique de l'élément donné dans le système de Mendéléev ait été d'abord réalisée en liaison avec l'hypothèse de Van den Bruk et vérifiée ensuite par les expériences de Moseley (1913) sur des

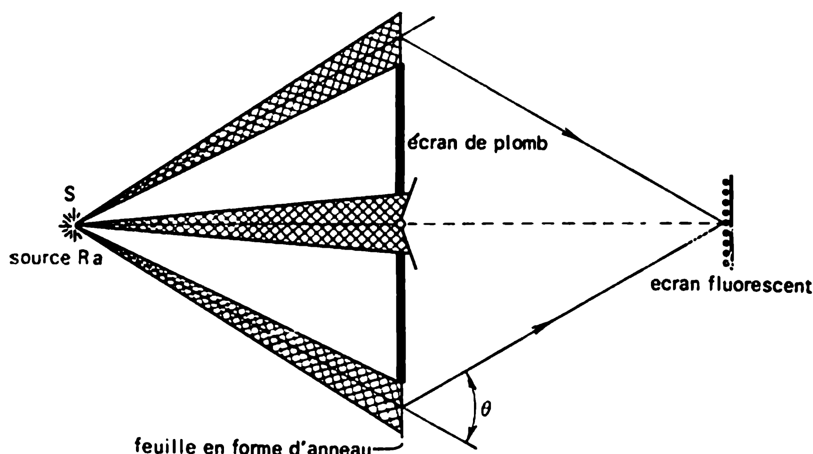


Fig. 22.7. Schéma des expériences de Chadwick

rayons X, les expériences effectuées sur la diffusion permettent, elles aussi, d'arriver aux mêmes conclusions. En fait, cela fut réalisé par Chadwick en 1920. La méthode de Chadwick est une méthode directe, d'où son avantage essentiel.

L'expérience revient à mesurer N dans le faisceau incident et ΔN dans le faisceau diffusé dans des conditions géométriques rigoureuses. La difficulté essentielle consiste à mesurer deux grandeurs dont la différence est de quelques ordres. Pour augmenter ΔN, on utilisait la diffusion sur une feuille annulaire (cf. schéma de l'expérience sur la fig. 22.7). La géométrie de l'expérience a été choisie de sorte que sur l'écran n'arrivent que les particules diffusées sous l'angle θ; le flux direct était arrêté par un écran central. On tenait compte des effets dus à la largeur finie des cônes creux formés par les faisceaux directs et diffusés en intégrant l'expression (22.9). Pour mesurer N, on pratiquait une ouverture au centre de l'écran par laquelle on comptait le nombre de scintillations correspondant

au flux direct; pour diminuer un certain nombre de fois le taux de comptage exceptionnellement grand dans ce cas, on disposait devant l'écran un disque tournant à grande vitesse muni d'une fente étroite.

Les mesures ont été faites avec trois éléments: du platine, de l'argent et du cuivre. Les résultats sont les suivants:

Elément	Numéro d'ordre	Valeur expérimentale
Cu	29	29,3
Ag	47	46,3
Pt	78	77,4

Les résultats obtenus se passent de commentaires. Il faut les considérer comme l'une des démonstrations les plus brillantes et les plus probantes de la véracité du modèle nucléaire de l'atome.

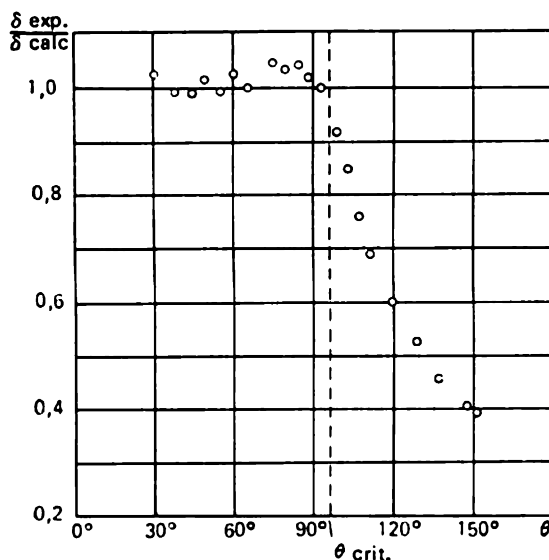


Fig. 22.8. Diffusion des particules α dans une feuille de plomb. σ — section effective de la diffusion. A de grands angles de diffusion correspondent de petits paramètres d'impact. Pour l'énergie des particules α utilisée (22 MeV), les écarts de la formule de Rutherford sont enregistrés pour $\theta_{crit} \approx 100°$

Rappelons que, lorsqu'on a déduit les formules (22.5) ou (22.10), on a supposé que $M \gg m$, en d'autres termes, qu'il s'agissait de la diffusion de particules α sur des noyaux lourds ayant de grandes valeurs de Z. Cela signifiait que, même lorsqu'on utilisait les plus rapides des particules obtenues à partir de noyaux radioactifs naturels

et même dans le cas d'une collision centrale, les particules α ne pouvaient pas s'approcher trop près du noyau. C'est justement dans ces conditions, i.e. jusqu'à une distance de $\sim 1 \cdot 10^{-12}$ cm, que la formule de Rutherford concorde parfaitement avec l'expérience. Si toutefois on sort du cadre des hypothèses admises et si l'on étudie les processus de diffusion sur les noyaux, en bombardant la cible par des particules α ou des protons portés à de hautes énergies dans des accélérateurs, alors on observe des écarts toujours plus prononcés, à mesure qu'augmente l'énergie de la particule, par rapport aux résultats du calcul obtenu par la formule (22.10). Les raisons en sont fort claires: à de faibles distances du noyau, l'action de forces nucléaires attractives puissantes vient se superposer à la répulsion coulombienne. Les forces nucléaires étant par leur nature à court distance, leur action ne se fait pas sentir à de grandes distances du noyau, ce que l'on peut voir sur la fig. 22.8.

En conclusion, faisons encore une remarque. Tout le calcul du processus de diffusion dans un champ coulombien a été fait à l'aide de formules de la mécanique classique. On pourrait penser que l'étude du mouvement d'une particule atomique dans le champ électrique d'une autre nécessite l'application des lois de la mécanique quantique, unique théorie qui reflète correctement les phénomènes à l'échelle microscopique. Par un « heureux hasard », une analyse parfaitement rigoureuse, basée sur l'utilisation des équations de la mécanique quantique, conduit précisément au résultat précédent: à la formule de Rutherford. Cette coïncidence paraîtra probablement moins étonnante si l'on tient compte de ce que les forces coulombiennes sont à longue distance et que le gros du flux de particules diffusées est essentiellement dû aux processus se déroulant à des distances relativement grandes du centre de diffusion, en d'autres termes, qui correspondent à de grands paramètres d'impact. L'analyse des processus dans lesquels interviennent des forces nucléaires à courte action (par exemple, la désintégration α) est inconcevable sans utiliser l'appareil de la mécnique quantique.

Chapitre VI

QUESTIONS DE LA PHYSIQUE DU PLASMA

§ 23. DÉFINITION DE LA NOTION DE PLASMA. RAYON DE DEBYE

On appelle plasma un gaz ionisé dans lequel les atomes (tous les atomes ou une bonne partie d'entre eux) ont perdu un ou plusieurs des électrons qui leur appartenaient et se sont transformés en ions positifs. Ceci est une définition préliminaire du plasma comme état particulier de la substance; nous donnerons une définition plux exacte un peu plus bas.

Dans le cas général, le plasma représente un mélange de trois composantes: il contient des électrons libres, des ions positifs et des atomes neutres (ou molécules).

Le plasma est l'état le plus répandu de la substance dans la nature. On peut considérer le soleil et les étoiles comme de gigantesques accumulations de plasma chaud. La surface extérieure de l'atmosphère terrestre est recouverte d'une enveloppe plasmatique: l'ionosphère. Les ceintures de radiation, disposées dans l'espace circumterrestre, au-delà des limites de l'ionosphère, représentent des formations plasmatiques assez raréfiées. Dans les conditions naturelles terrestres, dans les laboratoires et dans la technique, on rencontre le plasma lors de différentes décharges de gaz, puisque toute décharge de gaz (foudre, étincelle, arc, etc.) est liée à l'apparition de plasma.

Les perspectives d'applications pratiques ont joué le rôle de stimulants principaux dans le développement des recherches en physique du plasma. Au début, le plasma a intéressé les physiciens en tant que conducteur particulier du courant électrique et source de lumière. Actuellement, les nouvelles méthodes d'aborder l'étude du comportement du plasma sont organiquement liées aux grands problèmes techniques modernes dont la physique du plasma sert de fondement scientifique. Les plus importants de ces problèmes sont la synthèse nucléaire contrôlée et la transformation magnétohydrodynamique de l'énergie calorifique en électrique. Il se peut que dans un proche avenir la physique du plasma pénétrera profondément dans la technique des accélérateurs.

L'étude des phénomènes se déroulant dans le plasma présente de l'intérêt, non seulement en liaison avec les diverses applications

pratiques. Le plasma est un milieu de matière formé d'un ensemble des particules interagissant selon les plus simples des lois à l'aide des forces électrostatiques coulombiennes. Le devoir du physicien consiste à expliquer, à partir de la microstructure connue du plasma, le méchanisme des divers processus qui peuvent se dérouler dans un tel milieu. Les prémisses théoriques initiales sont, dans ce cas, d'une clarté exceptionnelle. On est entièrement ici dans le cadre de la mécanique classique, car les effets quantiques ne jouent aucun rôle, tant soit peu sensible, pour un plasma ordinaire. Jusqu'à présent pourtant, le programme de l'analyse théorique des processus plasmatiques n'a été rempli que partiellement et il y reste beaucoup de lacunes. Sur le plan des recherches expérimentales, les efforts sont essentiellement dirigés vers la mise au point de méthodes pour obtenir un plasma à des paramètres toujours plus grands: haute température et grande densité. Nous formons ici l'objet d'étude lui-même: le plasma chaud, en essayant de lui procurer les conditions optimales d'existence, pour qu'il se trouve dans un état de stabilité stationnaire.

Précisons maintenant la définition de la notion de plasma que nous avons donnée plus haut.

Les forces électriques reliant des charges de signes différents dans le plasma assurent sa quasi-neutralité, i.e. l'égalité approximative des concentrations en électrons et en ions. Toute séparation des charges, provenant d'un décalage du groupe des électrons par rapport aux ions, doit faire apparaître un champ électrique qui tend à compenser l'excitation apparue. Les champs augmentent avec la concentration des particules et, dans le cas d'un plasma dense, peuvent atteindre des valeurs très importantes.

Pour évaluer l'intensité des champs qui apparaissent lorsque la neutralité du plasma est déséquilibrée, nous supposerons que dans un certain volume s'est produite une séparation totale des charges et qu'il n'y est resté que des charges de même signe. Dans la région considérée, le champ électrique vérifie l'équation de Poisson $\operatorname{div} \boldsymbol{E} = 4\pi\rho$, où ρ est la densité de la charge. Si les dimensions linéaires de cette région sont d'une échelle x et si la concentration des particules chargées dans le plasma vaut n, alors

$$\operatorname{div} \boldsymbol{E} \sim E/x \sim 4\pi\, ne$$

et, par conséquent,

$$E = 4\pi\, nex.$$

Le potentiel du plasma dans la région de séparation des charges changera d'une valeur

$$U \sim Ex \sim 4\pi\, nex^2.$$

Donnons un exemple. Supposons qu'un plasma complètement ionisé soit formé de l'hydrogène se trouvant initialement à une température normale et sous une pression de 1 mm de mercure.

Chaque centimètre cube d'un tel plasma comprend environ $7\cdot10^{11}$ ions et électrons. Dans ce cas $E \sim 10^{10}x$ V/cm. C'est pourquoi, pour un brusque déséquilibre de la quasi-neutralité dans un volume dont le diamètre est de l'ordre de 1 mm, les champs électriques dépasseront 10^{8} V/cm ; dans les limites de ce volume apparaîtra une différence de potentiel de l'ordre de 10^{8} V. Il est clair qu'une telle séparation des charges est tout à fait irréelle. Même dans un plasma bien plus raréfié, tout déséquilibre de la quasi-neutralité dans des volumes de telles dimensions sera immédiatement compensé par les champs électriques. Le champ chassera du volume, où s'est produite la décompensation des charges, les particules d'un même signe et y attirera les particules de signe contraire. Cependent, si l'on choisit dans le plasma un volume suffisamment petit, la quasi-neutralité peut ne pas s'y maintenir parce que le champ créé par des particules en excès d'un même signe s'avère trop faible pour modifier d'une sensible manière le mouvement des particules. Précisons cela.

Pour une concentration et une température du plasma données, il existe une échelle linéaire caractéristique δ vérifiant la condition suivante: si $x \ll \delta$,alors dans les limites d'un volume de dimension linéaire x la séparation des charges peut se faire sans influencer notablement le mouvement des particules; si, par contre, $x \gg \delta$, alors les concentrations en particules de signes opposés doivent être dans le volume indiqué presque identiques. On peut évaluer la longueur caractéristique δ de la façon suivante.Dans un domaine de dimension linéaire δ, l'énergie potentielle d'une particule chargée doit être, pour une séparation absolue des charges, du même ordre de grandeur que l'énergie kT du mouvement thermique des particules, où T est la température du plasma en degrés Kelvin. Ainsi, nous arrivons à la relation

$$eU \sim 4\pi\, ne^2\, \delta^2 \sim kT.$$

Par conséquent,

$$\delta = (kT/4\pi\, ne^2)^{1/2}. \tag{23.1}$$

Nous obtenons la même grandeur δ en examinant l'effet d'écran d'un champ électrique dans le plasma. Supposons que l'on ait introduit dans un plasma une charge ponctuelle « d'essai » e. A une distance suffisamment petite de cette charge le potentiel sera égal à e/r. Toutefois, à de grandes distances, l'allure de la fonction potentielle se modifiera à la suite de la polarisation du plasma, due au champ de la charge e. Le résultat principal est qualitativement clair: les électrons, en moyenne, se rapprocheront un peu de la charge d'essai, tandis que les ions s'en écarteront, et le potentiel décroîtra plus vite que e/r. Comme nous allons le voir, le champ de blindage qui apparaît sera concentré dans un domaine d'autant plus petit que le plasma est plus dense et que sa température est plus basse. Prenons à nouveau pour le point de départ l'équation de Poisson :

$$\Delta U = -4\pi\rho, \tag{23.2}$$

où

$$\rho = e\,(n_i - n_e)$$

et n_i et n_e sont les densités des ions et des électrons (pour la simplicité, nous nous limiterons au cas d'ions à une charge). A des conditions d'un équilibre statistique, la répartition des particules dans l'espace, au voisinage de la charge d'essai, est donnée par l'équation de Boltzman, que l'on doit écrire séparément pour les ions et les électrons :

$$n_i = ne^{-eU/kT} \quad \text{et} \quad n_e = ne^{eU/kT}. \qquad (23.3)$$

En examinant le domaine de distances pas trop proches de la charge d'essai, i.e. en prenant $eU < kT$, on obtient

$$\rho \approx ne\left(1 - \frac{eU}{kT} - 1 - \frac{eU}{kT}\right) = -\frac{2ne^2}{kT}U.$$

Dans le cas d'une symétrie sphérique

$$\Delta U = \frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}(rU).$$

et l'équation de Poisson prend la forme

$$\frac{d^2}{dr^2}(rU) = \frac{8\pi\, ne^2}{kT} rU. \qquad (23.4)$$

Désignons par α^2 la constante $8\pi\, ne^2/kT$; il est facile de se convaincre que la solution de l'équation (23.4) peut être écrite sous la forme

$$rU = Ae^{-\alpha r} + Be^{\alpha r}. \qquad (23.5)$$

A partir de considérations physiques il est clair que, pour $r \to \infty$, le potentiel $U \to 0$, donc $B = 0$; d'autre part, au voisinage de la charge où il n'y a pas de blindage, la formule pour U doit se transformer en l'expression pour le potentiel de la charge ponctuelle. Alors

$$U = \frac{e}{r} e^{-\alpha r}. \qquad (23.6)$$

La constante α diffère de $1/\delta$ par un facteur $\sqrt{2}$. Si l'on suppose que l'effet d'écran est réalisé seulement par les électrons, alors il ne reste qu'une seule composante dans l'expression de ρ ; la constante α^2 prend la valeur $4\pi\, ne^2/kT$ et la formule pour le potentiel s'écrit sous la forme

$$U = \frac{e}{r} e^{-r/\delta}, \qquad (23.7)$$

où, comme précédemment,

$$\delta = (kT/4\pi\, ne^2)^{1/2}. \qquad (23.7a)$$

La formule (23.7) montre que le potentiel diminue dans le plasma jusqu'à sa valeur non blindée sur la même longueur caractéristique

qui déterminait la dimension du domaine du déséquilibre éventuel de la quasi-neutralité. A mesure qu'augmente la température, l'effet d'écran se détériore : il devient meilleur avec l'accroissement de la densité.

La longueur caractéristique δ a été pour la première fois introduite par Debye lors de l'examen de la théorie des électrolytes

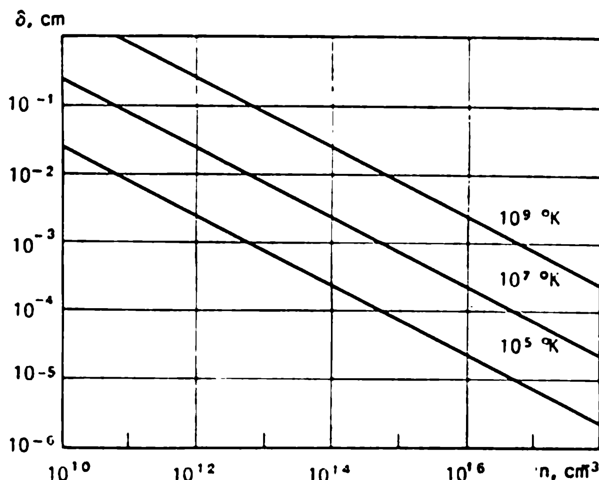


Fig. 23.1. Rayon de Debye en fonction de la densité pour certaines valeurs de la température

forts. Par la suite, cette notion a été assimilée par la physique du plasma. La grandeur δ est ordinairement appelée *rayon de Debye*, ou longueur de Debye. En substituant aux constantes dans l'expression (23.7a) pour δ leurs valeurs numériques, on obtient

$$\delta \approx 7\,(T/n)^{1/2}. \tag{23.8}$$

Ici T est la température du plasma que nous avons pour l'instant supposée identique pour les composantes ionique et électronique. La fig. 23.1 montre la variation de δ en fonction de n à une échelle logarithmique pour quelques valeurs de la température.

Si le rayon de Debye caractérise l'échelle spatiale des domaines de décompensation, alors la durée de vie de ces domaines s'obtient en divisant δ par la vitesse des particules plus rapides (électrons) :

$$\tau = \frac{\delta}{v_e} = \left(\frac{kT}{4\pi ne^2}\right)^{1/2}\left(\frac{m_e}{kT}\right)^{1/2} = \left(\frac{m_e}{4\pi ne^2}\right)^{1/2}. \tag{23.9}$$

La quantité $1/\tau$, ayant le même ordre de grandeur que la fréquence, coïncide avec la fréquence propre des oscillations électrostatiques du plasma, qui y apparaissent lors du déplacement des groupes

d'électrons par rapport à leur position d'équilibre. Cette fréquence

$$\omega_0 = \left(\frac{4\pi ne^2}{m_e}\right)^{1/2} \tag{23.10}$$

s'appelle *fréquence du plasma* ou *fréquence de Langmuir.*

Plus est grande la densité du plasma, plus sont petites les échelles de décompensation des charges dans l'espace et dans le temps. A l'intérieur du domaine occupé par un plasma dense et froid, la quasi-neutralité ne peut être déséquilibrée que dans les limites de volumes suffisamment petits. Dans un plasma raréfié et chaud le rayon de Debye peut devenir nettement plus grand que les dimensions du domaine occupé par le plasma. Dans ce cas, il se produit un mouvement indépendant des ions et des électrons et le mécanisme automatique compensant les charges de signes opposés n'intervient plus.

En faisant appel à la notion de rayon de Debye, on peut donner la définition suivante plus précise du plasma comme état particulier de la substance : l'ensemble des particules chargées de signes contraires (i.e. le gaz ionisé) en mouvement libre s'appelle plasma si la longueur de Debye est petite par rapport aux dimensions du volume occupé par le gaz. Cette définition appartient à Langmuir, fondateur de l'étude du plasma.

Il importe de faire ici deux remarques concernant les paramètres du plasma introduits : la concentration et la température.

1. Les concentrations électronique et ionique ne doivent pas, dans le cas général, être égales, car il peut exister dans le plasma non seulement des ions à une charge, mais aussi des ions à charges multiples. Si l'on désigne par n_1 la concentration en ions à une charge, par n_2 la concentration en ions à double charge, etc., alors la concentration électronique n_e sera égale à $n_1 + 2n_2 + 3n_3 + \ldots$. Cependant, dans la suite nous nous intéresserons particulièrement au cas, où les concentrations en électrons et en ions sont égales (ce qui a d'ailleurs lieu dans un plasma d'hydrogène pur). L'influence des ions à charges multiples sur les processus fondamentaux dans le plasma est facile à considérer.

2. L'introduction de T en tant que température du plasma n'est valable que dans le cas où l'énergie cinétique moyenne des électrons et des ions est la même. Dans le cas général, il faut distinguer dans le plasma au moins deux températures : la température électronique T_e et celle ionique T_i. Dans les plasmas réalisés dans les laboratoires ou les appareils techniques, T_e dépasse ordinairement de beaucoup T_i. La différence entre T_e et T_i est due à l'énorme différence entre les masses des électrons et des ions. Les sources extérieures d'alimentation électrique, à l'aide desquelles on forme le plasma à des différentes formes de décharge dans les gaz, transmettent l'énergie à la composante électronique du plasma, car ce sont précisément les électrons qui servent de porteurs du courant. Les ions acquièrent une énergie calorifique grâce aux collisions avec des électrons en

mouvement rapide. Lors de telles collisions, la portion relative de l'énergie cinétique de l'électron, susceptible d'être transmise à un ion, ne peut dépasser $4m_e/m_i$, où m_e et m_i sont les masses d'un électron et d'un ion. Comme $m_e \ll m_i$, l'électron doit subir tout un nombre de collisions (quelques milliers) pour rendre toute l'énergie excédentaire qu'il possède.

Le processus d'échange d'énergie thermique entre les électrons et ions dans un plasma à décharge de gaz va de pair avec le processus d'acquisition d'énergie par les électrons des sources d'alimentation électrique et, simultanément, avec la perte d'énergie par le plasma due à différents mécanismes de transmission de la chaleur. Finalement, lors d'une décharge électrique, il existe une différence de température fort importante entre les électrons et les ions. En règle générale, celle-ci diminue avec l'augmentation de la concentration du plasma, car le nombre de collisions entre les électrons et les ions, dans un élément de volume donné du plasma, croît proportionnellement au carré de la concentration.

Sous certaines conditions particulières, pour des décharges à impulsions à courte durée, par exemple, lorsque se forme un plasma fortement ionisé, T_i peut devenir nettement supérieure à T_e.

§ 24. MOUVEMENT DES ÉLECTRONS ET DES IONS DANS LE PLASMA (SANS CHAMPS EXTÉRIEURS)

Analysons maintenant, dans ses grandes lignes, le mouvement des électrons et des ions dans le plasma en l'absence de champs extérieurs. Le caractère de ce mouvement est déterminé par les lois de l'interaction des particules. Dans un plasma à haut degré d'ionisation, la forme fondamentale d'interaction des particules est la diffusion classique de Rutherford dans un champ coulombien. Il faut distinguer trois types d'actes élémentaires de diffusion : la diffusion des électrons sur les ions, des électrons sur les électrons et des ions sur les ions. D'autres processus élémentaires ou bien s'accompagnent du rayonnement de photons et leur probabilité est relativement faible, ou bien ils font intervenir des particules neutres et leur importance passe au second plan à mesure qu'augmente le degré d'ionisation. L'émission des photons du rayonnement de freinage lors des collisions entre les électrons et les ions peut servir d'exemple de processus du premier type ; les processus d'ionisation et d'excitation des atomes par choc électronique et les phénomènes de recharge des ions sur les atomes — de processus du second type. Si l'on étudie un plasma qui ne soit pas constitué d'hydrogène, il faut tenir compte, dans le cas général, de l'interaction des électrons avec des ions dans des différents états énergétiques. L'intensité du rayonnement des ions excités peut alors s'avérer très grande et jouera un rôle considérable dans le bilan énergétique des processus du plasma.

Supposons qu'une particule « d'essai », pour laquelle on peut prendre tout électron ou tout ion d'un plasma, passe à travers ce

plasma. Lors de son mouvement cette particule chargée sera soumise à la diffusion dans le champ coulombien des électrons et des ions du plasma qu'elle rencontre sur son chemin. S'il s'agit du mouvement d'une particule légère dans un ensemble des particules lourdes (un électron parmi les ions), on peut considérer que les centres de diffusion restent immobiles. Alors la probabilité pour que l'électron soit diffusé d'un angle ou d'un autre est déterminée par la formule de Rutherford. Supposons que le nombre de centres de diffusion dans 1 cm^3 de plasma soit égal à n.

Tout acte de diffusion dû au déplacement d'une particule d'essai au voisinage d'un centre de diffusion fait tourner la trajectoire de la particule d'un certain angle θ, i.e. entraîne la diminution de sa vitesse de v à $v \cos \theta$ dans la direction initiale du mouvement. Dans la grande majorité des cas les actes de diffusion se produisent à grande distance, i.e. pour de grands paramètres d'impact, et, par conséquent, s'accompagnent d'une modification très faible de la direction de la trajectoire (singularité caractéristique de la diffusion de Rutherford dans le champ électrique des charges ponctuelles!). C'est pourquoi l'image ordinaire de la théorie cinétique des gaz, trajectoire de la particule en ligne brisée, formée de segments de droite (« trajets » réunissant les points de « collisions »), est inacceptable dans le cas considéré. On, a, par contre, une courbe se tortillant doucement dont la direction varie sous l'action d'impulsions très nombreuses, mais bien faibles, produites par les « collisions » avec d'autres particules. Ces impulsions s'assemblent pratiquement en une action continue qu'exerce sur la particule en mouvement le microchamp du plasma résultant de la superposition des champs électriques des particules isolées.

Dans ces conditions, il est naturel d'introduire la notion de longueur de libre parcours λ, comme étant la distance sur laquelle la particule perd la direction initiale de sa vitesse de départ. Cette définition correspond à l'égalité suivante:

$$dv = -v \frac{dx}{\lambda}. \tag{24.1}$$

Ici dv désigne la variation moyenne de la composante de la vitesse suivant la direction initiale du mouvement lorsque la particule franchit une partie du trajet dx.

La variation de la vitesse de la particule sera due à la diffusion dans les centres qui sont disposés dans la couche considérée d'épaisseur dx et se trouvent à tous les paramètres d'impact possibles. Les centres disposés dans la couche cylindrique annulaire (b, $b + db$) amènent à une diffusion à des angles allant de θ à ($\theta - d\theta$). Le nombre de tels actes de diffusion dans la couche annulaire est égal à $ndx \cdot 2\pi \, bdb$; en multipliant ce nombre par la variation de la vitesse à chaque collision, i.e. par la quantité $-v(1 - \cos \theta)$, et en intégrant par rapport à toutes les valeurs du paramètre de collision, on obtient la variation moyenne de la vitesse dv lors du passage par la particule

de la couche dx:

$$dv = -dx \cdot nv \cdot 2\pi \int_0^{b_{max}} (1-\cos\theta)\, b\, db. \qquad (24.2)$$

En comparant avec la formule (24.1), il vient

$$\frac{1}{\lambda} = 4\pi n \int_0^{b_{max}} \sin^2\frac{\theta}{2}\, b\, db. \qquad (24.3)$$

En passant de l'angle de diffusion au paramètre d'impact à l'aide des formules (22.5) et (22.6) du chapitre précédent, on peut mettre l'égalité (24.3) sous la forme

$$\frac{1}{\lambda} = 4\pi n \int_0^{b_{max}} \frac{b\, db}{1+\operatorname{ctg}^2\frac{\theta}{2}} = 4\pi\, n b_{\perp}^2 \int_0^{b_{max}} \frac{b/b_{\perp}}{1+(b/b_{\perp})^2}\, d\,(b/b_{\perp})$$

et, par conséquent,

$$\lambda = \frac{(m_e v^2/e^2)^2}{2\pi n \ln\left[1+(b_{max}/b_{\perp})^2\right]}. \qquad (24.4)$$

Ici, on tient compte de ce que, pour un plasma d'hydrogène, $q_1 = q_2 = e$.

Nous avons obtenu l'expression pour la longueur du parcours libre d'une particule légère de vitesse v; mais il intervient encore dans cette expression un certain paramètre b_{max} dont il faut expliquer le sens physique. Il peut sembler à première vue que toutes les particules du plasma doivent intervenir dans le processus de diffusion, car le rayon d'action des forces coulombiennes est illimité. Mais la supposition $b_{max} \to \infty$ amène à un résultat absurde: une diffusion infiniment grande et donc un trajet nul. La question s'éclaire si l'on se rappelle que le champ électrique des centres de diffusion décroît à des grandes distances, selon une loi exponentielle, donc les particules éloignées exercent une influence extrêmement faible à cause de l'effet d'écran du plasma. D'après ce que nous avons dit plus haut à propos du rayon de Debye, il est naturel de poser:

$$b_{max} \approx \delta.$$

Autrement dit, hors de la sphère de Debye, l'action de diffusion des particules du plasma ne se fait pas sentir. Une telle affirmation, autant vraisemblable que cela puisse paraître, nécessite, bien sûr, une démonstration rigoureuse; mais nous ne nous arrêterons pas sur cette question.

Comme il est aisé de le voir, δ est de beaucoup supérieur à $b_{\perp}$ dans tous les cas pratiquement intéressants. En effet, la particule d'essai considérée est l'un des électrons du plasma; donc en identifiant v à la vitesse thermique moyenne et en la remplaçant par

$(3kT/2m)^{1/2}$, on obtient

$$\frac{\delta}{b_\perp}=\left(\frac{kT}{4\pi ne^2}\right)^{1/2}\frac{m_e v^2}{e^2}=\frac{3}{2\sqrt{\pi}}\frac{k^{3/2}}{e^3}\left(\frac{T^3}{n}\right)^{1/2}$$

ou, après avoir substitué des valeurs numériques des constantes,

$$\frac{\delta}{b_\perp}=1{,}2\cdot 10^4\frac{T^{3/2}}{n^{1/2}}.$$

Même dans le cas extrême d'un plasma « froid » et dense, par exemple, pour $T = 10^4$ °K et $n = 10^{18}$ cm^{-3}, on a $\delta/b_\perp \sim 10$. Pour un cas typique de plasma chaud qui sert souvent d'objet de recherche dans les laboratoires, pour $n \approx 10^{15}$ cm^{-3} et $T \approx 10^7$ °K, la quantité $\delta/b_\perp$ atteint des valeurs $\sim 10^7$. Ainsi, on peut prendre dans la formule (24.4) :

$$\ln[1+(\delta/b_\perp)^2]\approx 2\ln(\delta/b_\perp).$$

La quantité $\ln(\delta/b_\perp)$ est appelée logarithme coulombien. En introduisant la notation

$$\Lambda=\ln(\delta/b_\perp), \tag{24.5}$$

on peut récrire la formule pour la longueur du libre parcours sous la forme

$$\lambda=\frac{(m_e v^2)^2}{4\pi ne^4\Lambda}. \tag{24.6}$$

Le logarithme coulombien, qui est le logarithme d'un grand nombre, varie lentement avec l'argument ; donc, lorsque la température et la densité du plasma varient dans les plus larges intervalles, Λ reste pratiquement constant. Ainsi, la température varie de 10^5 à 10^8 °K, et la densité de 10^{10} à 10^{18} cm^{-3}, de telle sorte que la variation totale de $\delta/b_\perp$ atteint sixième ordre de grandeur, les valeurs de Λ restent comprises entre 10 et 20. Pour cette raison, on prend souvent en physique du plasma $\Lambda \approx 15$.

Rappelons que l'hypothèse que nous avons faite sur l'immobilité des centres de diffusion signifie que la formule (24.6) correspond au cas de l'interaction électron-ion. Nous spécifierons cette restriction par l'indice *ei* associé au symbole représentant la longueur du parcours. En supposant que la répartition énergétique des électrons soit de Maxwell, on peut, dans la formule (24.6), passer de la vitesse v à la température électronique T_e. En prenant la moyenne sur le spectre énergétique des électrons et en substituant des valeurs numériques aux constantes, nous obtenons l'expression suivante pour la longueur moyenne de libre parcours :

$$\lambda_{ei}\approx 4{,}5\cdot 10^5\frac{T_e^2}{n}\frac{1}{\Lambda}. \tag{24.7}$$

Outre la longueur du parcours λ_{ei}, on peut également introduire une série d'autres grandeurs caractérisant les processus de collision entre les électrons et les ions. Pour de tels collisions, la section

effective σ_{ei} est déterminée par la relation $\lambda_{ei} = 1/n\sigma_{ei}$; la période moyenne τ_{ei} entre deux collisions est égale à λ_{ei}/v_e, où v_e est la vitesse thermique moyenne des électrons. La fréquence ν_{ei} des collisions est égale à l'inverse de τ_{ei}. Les valeurs moyennes sur le spectre de Maxwell de grandeurs indiquées peuvent être calculées à l'aide de formules suivantes (pour $\Lambda = 15$):

$$\sigma_{ei} \approx \frac{3 \cdot 10^{-5}}{T_e^2}; \quad \tau_{ei} \approx \frac{4{,}5 \cdot 10^{-2} T_e^{3/2}}{n}; \quad \nu_{ei} \approx \frac{20 n_e}{T_e^{3/2}}. \qquad (24.8)$$

Il est facile de généraliser les expressions pour tous les paramètres ci-dessus au cas des collisions des ions à charges multiples. Dans ce cas, la section effective σ_{ei} augmente proportionnellement au carré de la charge d'ion; les autres quantités varient dans le même rapport.

Les collisions entre les électrons et les ions jouent un rôle particulièrement important parmi les différents types d'interaction des particules dans les plasma en déterminant, en particulier, le mécanisme de processus tels que le courant électrique et la diffusion. Pour caractériser complètement l'interaction coulombienne des particules dans le plasma, il faut aussi introduire des paramètres qui caractérisent l'effet statistique des collisions entre particules identiques (collisions électron-électron et ion-ion). Dans ce cas le calcul se complique par le fait que lors de l'analyse des actes de collision élémentaires, il faut tenir compte du mouvement des centres de diffusion. D'ailleurs, cet effet ne peut avoir d'influence que sur la valeur du coefficient numérique dans les formules pour la longueur moyenne de libre parcours, tandis que la dépendance de la température doit rester la même. En particulier, l'expression de λ_{ee} (longueur moyenne de libre parcours pour des collisions entre électrons) doit coïncider avec l'expression de λ_{ei} à un facteur numérique près, peu différent de 1. La formule pour λ_{ii} (longueur moyenne de libre parcours pour des collisions entre ions) se déduit de la formule pour λ_{ee} en remplaçant T_e par T_i. Les quantités τ_{ee} et τ_{ei} sont voisines. Le rapport τ_{ii}/τ_{ee} est égal à

$$\sqrt{(m_i/m_e)\,(T_i^3/T_e^3)}.$$

Pour une valeur égale des températures électronique et ionique, les collisions entre ions sont bien plus rares que celles entre électrons ou entre les électrons et les ions.

Faisons le bilan. Nous nous sommes efforcés, à l'aide de l'analyse faite plus haut, de mettre l'interaction des particules chargées dans le plasma dans le cadre de la théorie cinétique élémentaire des gaz, en remplaçant de manière conventionnelle les trajectoires se recourbant doucement des éléctrons et des ions par des lignes brisées et en ramenant l'effet statistique d'un grand nombre de collisions faibles à une seule collision forte. L'avantage de l'application de telles méthodes peu rigoureuses est qu'à l'aide de formules pour la longueur

moyenne de libre parcours, de période moyenne entre deux collisions, etc., on peut se servir de représentations bien évidentes pour analyser les processus physiques fondamentaux dans le plasma. Il existe une méthode parfaitement rigoureuse pour analyser l'interaction coulombienne des particules dans le plasma basée sur l'appareil mathématique de la théorie des équations cinétiques. Toutefois, la pureté idéale de l'atmosphère logique à ce niveau élevé de la théorie ne compense pas, pour nos objectifs, le côté encombrant des méthodes mathématiques et le manque de transparence des raisonnements.

§ 25. PLASMA DANS UN CHAMP ÉLECTRIQUE

Sous l'action d'un champ électrique extérieur ou d'un gradient de pression apparaissent dans le plasma des flux de particules orientés. Dans le premier cas, un courant électrique passe par le plasma; dans le second cas, nous avons affaire à un processus de diffusion.

Lorsqu'un courant passe par le plasma, on peut supposer que les ions soient immobiles; le courant est créé par le flux des électrons. Etudions tout d'abord le cas le plus simple où l'intensité du courant est constante; il existe alors un équilibre entre la force avec laquelle agit le champ électrique sur les électrons et la force de freinage due aux collisions entre les électrons et les ions. La dernière est égale à la valeur moyenne du vecteur impulsion que perd l'électron pendant une seconde à la suite des collisions avec les ions. L'électron subit ν_{ei} collisions par seconde; à chaque collision, il perd une impulsion $m_e u$, où u est le vecteur vitesse de l'électron.

Par conséquent, la force de freinage est égale à $m_e u \nu_{ei}$ et la condition d'équilibre est de la forme

$$eE = m_e u \nu_{ei}. \tag{25.1}$$

La densité de courant dans le plasma est déterminée par l'expression:

$$j = neu. \tag{25.2}$$

Donc,

$$j = \frac{ne^2}{m_e} \frac{1}{\nu_{ei}} E. \tag{25.3}$$

La dernière égalité exprime la loi d'Ohm pour le plasma. La quantité

$$\sigma_E = \frac{ne^2}{m_e} \tau_{ei} \tag{25.4}$$

représente la conductibilité électrique du plasma. En reportant dans (25.4) l'expression pour τ_{ei} (le facteur numérique γ apparaît lorsque l'on prend la moyenne sur la répartition de Maxwell):

$$\sigma_E = \gamma \frac{k^{3/2}}{m_e^{1/2} e^2} \frac{T_e^{3/2}}{\Lambda}; \tag{25.5}$$

après substitution des valeurs numériques aux constantes

$$\sigma_E = 1,4\cdot 10^8 T_e^{3/2}/\Lambda \approx 1\cdot 10^7 T_e^{3/2}. \qquad (25.6)$$

Ainsi, la conductibilité d'un plasma complètement ionisé ne dépend pratiquement pas de la concentration des particules chargées et croît rapidement avec la température (fig. 25.1). Plus exactement,

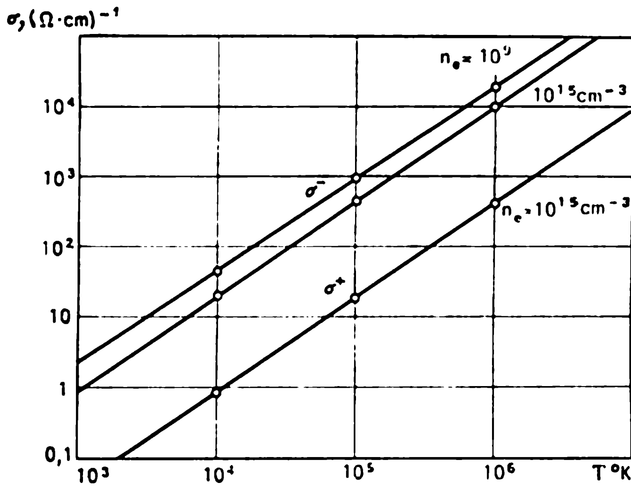


Fig. 25.1. Conductibilité d'un plasma d'hydrogène entièrement ionisé en fonction de la température. σ^-: conductibilité électronique (pour deux valeurs de la densité électronique), σ^+: conductibilité ionique pour H^+

σ_E est fonction logarithmique de la densité, donc elle ne se manifeste absolument pas dans la vaste région de variation des paramètres du plasma.

Les résultats obtenus sont très intéressants et semblent, à première vue, assez inattendus. Un plasma chaud est un bon conducteur d'électricité; à partir des températures de $2\cdot 10^7$ °K, l'hydrogène ionisé conduit mieux le courant que le cuivre ou l'argent. Cela signifie, en particulier, que les zones internes des étoiles possèdent une grande conductibilité électrique. On obtient aussi, dans les expériences de laboratoire, un plasma à conductibilité élevée. La conductibilité du plasma de l'espace cosmique est comparable à celle des mauvais conducteurs métalliques.

Les formules (25.5) et (25.6) étaient valables pour un plasma complètement ionisé à ions à une charge (plasma d'hydrogène). La présence d'ions à charges multiples diminue considérablement la conductibilité électrique du plasma. Dans le cas général, si la composante ionique du plasma contient des ions à des charges $Z_1, Z_2, \ldots, Z_n$ avec concentrations relatives $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n$, alors

la formule (25.6) pour σ_E doit être remplacée par

$$\sigma_E \approx 1 \cdot 10^7 \frac{\sum \alpha_k Z_k}{\sum \alpha_k Z_k^2} T_e^{3/2}. \tag{25.7}$$

Arrêtons-nous maintenant à la question des conditions d'application de la loi d'Ohm pour le plasma. Cette loi est valable si dans le plasma il existe un équilibre entre les forces du champ électrique qui agissent sur les électrons et les forces de freinage. Mais un tel équilibre doit-il s'établir dans n'importe quelles conditions?

La force de freinage que subit un électron soumis à l'action d'un champ accélérateur est d'autant plus petite que la vitesse de l'électron est grande. Etudions le comportement d'un électron appartenant à une extrémité éloignée de la répartition de Maxwell ($W_e \gg kT_e$). La composante orientée de la vitesse u acquise par l'électron dans l'intervalle entre deux « collisions » avec les ions est proportionnelle à τ_{ei} et donc croît comme v^3. C'est pourquoi, si la vitesse du mouvement thermique v de l'électron choisi est suffisamment grande, alors sa vitesse orientée u peut atteindre des valeurs du même ordre que v ou même dépasser v. Dans une telle situation, on ne peut plus appliquer un modèle simplifié du processus, dans lequel on supposerait que sur la longueur de son libre parcours l'électron acquiert une vitesse orientée faible qu'il perd complètement dans une « collision » forte instantanée.

En réalité, l'accélération et le freinage de l'électron se produisent simultanément. Pendant que l'électron acquiert une vitesse orientée, la diffusion de Rutherford sur les ions fait varier progressivement la direction de son mouvement. Le champ électrique tend à redresser sa trajectoire, tandis que l'interaction avec les ions la recourbe. Si l'augmentation de la composante orientée de la vitesse n'est pas compensée par la diffusion, l'équilibre des forces ne peut pas s'établir et l'électron doit en venir à un processus d'accélération continue au cours duquel son énergie augmentera constamment. A mesure que croît son énergie, la force de freinage diminue et l'électron entraîné dans un processus d'emballement continu continuera à être accéléré jusqu'à ce qu'il se trouve dans la région d'action du champ.

D'après ce que nous venons de dire, il est clair que seuls les électrons du plasma qui ont le temps d'acquérir sur la longueur λ de libre parcours une vitesse supplémentaire u dépassant leur vitesse initiale v peuvent passer à l'état d'accélération continue par le champ. Cette condition peut être écrite sous la forme

$$\left(\frac{eE}{m_e}\right) \tau_{ei} > v. \tag{25.8}$$

Vu que τ_{ei} est proportionnel à v^3/n, il résulte de (25.8) que l'accélération continue a lieu si EW_e/n dépasse une certaine valeur limite. Comme on le voit aisément, le passage au régime d'emballement

pour un plasma d'hydrogène se fait pour

$$EW_e/n > 3 \cdot 10^{-12}. \qquad (25.9)$$

Ici E est mesuré en volts par centimètre et W_e en électrons-volts. Dans les expériences sur le plasma, la condition (25.9) n'est habituellement réalisée que pour des électrons dont l'énergie dépasse de maintes fois kT_e. Ces électrons ne constituent qu'une partie fort petite de toute la composante électronique. Dans ce cas, le courant formé par la majorité des électrons du plasma suit la loi d'Ohm. Il existe cependant aussi dans le plasma un courant dû à un petit groupe d'électrons accélérés pour lequel la loi d'Ohm n'est plus applicable.

Pour une grande valeur de E/n, la condition (25.9) sera aussi satisfaite pour des électrons ayant une énergie thermique moyenne. Dans ce cas le gros de la composante électronique du plasma sera entraîné dans le processus d'emballement continu et la loi d'Ohm s'avérera brusquement enfreinte. Les calculs montrent que le processus d'emballement électronique acquiert une vitesse sensible lorsque le rapport de la valeur moyenne de u à la vitesse thermique moyenne des électrons devient supérieur à un dixième. Le rapport u/v croît proportionnellement à v^2 ; c'est pourquoi, si pour des électrons ayant une vitesse thermique moyenne $u/v = 0{,}1$, alors, pour des électrons dont l'énergie est $\sim 10\ kT$, la composante orientée de u devient comparable de par sa grandeur à v, et de tels électrons s'avèrent proches du seuil d'emballement continu.

Il faut s'attendre à ce que le passage des électrons à l'état d'emballement continu doive se faire, en particulier, dans les décharges électriques annulaires, lorsque le plasma est formé à l'intérieur d'une chambre toroïdale et est accéléré par un champ électrique tourbillonnaire. Dans les expériences de ce type, dans un plasma chaud et raréfié, on constate effectivement l'emballement d'un petit groupe d'électrons jusqu'à de très hautes énergies à des intensités relativement faibles sur la spire plasmatique.

Une analyse plus poussée du comportement des flux des électrons s'emballant montre que de tels flux peuvent provoquer et intensifier dans le plasma des oscillations et des ondes diverses, en leur transmettant leur énergie. Grâce à cela apparaît un nouveau mécanisme de freinage des particules accélérées interrompant l'emballement après que les électrons du plasma aient acquis une certaine portion de l'énergie excédentaire du mouvement orienté. Ce mécanisme automatique ne permet pas à tous les électrons du plasma de passer à l'état d'emballement continu. Cependant la conductibilité électrique du plasma ne peut plus être calculée d'après la formule (25.5), car le freinage des électrons lors de leurs interactions avec les ondes doit faire augmenter la résistance. Les mesures de la conductibilité électrique du plasma dans les systèmes annulaires sont en accord avec ces hypothèses. Pour une forte densité du plasma et une valeur relativement faible de l'intensité du champ électrique, la valeur

de σ_E déterminée expérimentalement coïncide, dans les limites des erreurs de mesures, avec la valeur calculée d'après la formule (25.6). Dans un plasma chaud et raréfié, la résistance s'avère anormalement élévé.

Nous avons supposé jusqu'à présent que le champ électrique extérieur appliqué au plasma ne varie pas dans le temps. Cependant, toute l'originalité des propriétés du plasma se manifeste de manière particulièrement nette lorsqu'on étudie son comportement sous l'action d'un champ électrique à haute fréquence. Dans ces conditions, l'inertie mécanique des électrons commence à jouer un rôle important.

Examinons le cas le plus simple. Supposons que sur un plasma agisse un champ électrique dont l'intensité est égale à $E_0e^{i\omega t}$ (forme complexe d'écriture simplifie les calculs). Si la fréquence ω est assez grande pour que, pendant une période de variation du champ, la probabilité de collision d'un électron isolé avec les ions soit suffisamment petite, alors, en étudiant le mouvement des électrons, on peut négliger, en première approximation, la force de freinage. L'équation du mouvement est alors de la forme

$$m_e\ddot{x} = -eE_0e^{i\omega t}, \tag{25.10}$$

où x est la coordonnée dans la direction du champ électrique. En intégrant, on obtient

$$u = -\dot{x} = \frac{e}{im_e\omega}E_0e^{i\omega t}. \tag{25.11}$$

Donc,

$$j = neu = -i\frac{ne^2}{m_e\omega}E. \tag{25.12}$$

Ainsi, le courant a un retard de phase de 90° par rapport à l'intensité. Cela signifie que, dans un champ à haute fréquence, le plasma possède sa propre inductance « non magnétique » due à l'inertie des électrons.

Pour de faibles concentrations de plasma, l'inductance non magnétique d'un conducteur plasmatique peut dépasser son inductance usuelle (« magnétique ») et diminuer considérablement l'intensité du courant qui le traverse. Elucidons les conditions pour lesquelles ceci peut avoir lieu. Pour un conducteur plasmatique cylindrique et homogène dont le rayon de section transversale est a, l'inductance non magnétique par unité de longueur est égale (en unités C.G.S.E.) à:

$$\frac{1}{\omega}\left|\frac{E}{I}\right| = \frac{1}{\pi a^2\omega}\left|\frac{E}{j}\right| = \frac{m_e}{\pi a^2ne^2} = \frac{m_e}{Ne^2},$$

où N est le nombre d'électrons à 1 cm de longueur du plasma. L'inductance ordinaire (self-inductance) en unités C.G.S.M.,' pour un conducteur de longueur égale à 1 cm, vaut environ 1. En unités C.G.S.E., elle est de l'ordre de $1/c^2$. Donc le rapport de l'inductance usuelle à l'inductance non mangétique pour un plasma sera de

l'ordre de

$$N\frac{e^2}{m_e c^2}\approx 3\cdot 10^{-13}N.$$

Cette grandeur a un sens physique très simple. Elle est égale au nombre total d'électrons compris à l'intérieur d'un segment du conducteur plasmatique de longueur égale au rayon électronique classique ($r_e = e^2/m_e c^2$).

Il est facile de généraliser la formule (25.12) relaiant la densité du courant à l'intensité du champ à haute fréquence, en tenant compte du processus de frainage des électrons, étudié au début de ce paragraphe, dû aux collisions avec les ions. On obtient la relation suivante entre E et j:

$$E = j\,(\rho_E + i\omega L_E). \qquad (25.13)$$

Ici $\rho_E = 1/\sigma_E$ et $L_E = m_e/ne^2$ est l'inductance « non magnétique ».

En examinant le comportement du plasma dans un champ électrique extérieur, il faut au moins dire quelques mots sur les propriétés diélectriques du plasma. Elles sont aussi liées au mouvement des électrons sous l'action du champ appliqué. Dans le cas considéré, où dans le plasma il existe un champ électrique variable $E = E_0 e^{i\omega t}$, l'accélération d'un électron $\ddot{x}$ et sa vitesse $\dot{x}$ sont déterminées par les expressions (25.10) et (25.11). En intégrant encore une fois (25.11) par rapport au temps, on obtient la valeur du déplacement x:

$$x = \frac{e}{m_e\omega^2}E_0 e^{i\omega t}. \qquad (25.14)$$

De (25.14) résulte que la phase du déplacement x de l'électron est décalée de 180° par rapport à la force agissante (égale à $-eE$). Pour un décalage de phase de 180° entre la force qui agit sur la particule et son déplacement, la polarisation de la substance est dirigée contre le champ et, par conséquent, la constante diélectrique est inférieure à 1. La constante diélectrique peut être exprimée en fonction de la valeur du moment électrique d'une unité de volume P par la formule classique

$$\varepsilon = 1 + (4\pi P/E). \qquad (25.15)$$

Dans le plasma

$$P = -nex, \qquad (25.16)$$

où x est le déplacement des électrons (le déplacement des ions étant insignifiant, on peut donc le négliger). En combinant les dernières égalités, on obtient

$$\varepsilon = 1 - (\omega_0^2/\omega^2), \qquad (25.17)$$

où ω est la fréquence plasmatique déterminée par l'expression (23.10). Pour $\omega < \omega_0$, la constante diélectrique est négative. D'où il s'ensuit que les ondes électromagnétiques, ayant des fréquences inférieures à ω_0, ne pénètrent pas dans le plasma et sont complètement réfléchies par sa surface.

§ 26. PLASMA DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE INTENSE

Le physicien qui aborde pour la première fois les notions fondamentales de plasma éprouve au début un sentiment de déception: tout semble trop clair et presque évident. Toutefois cette impression disparaît lorsqu'on en vient à étudier le comportement du plasma dans un champ magnétique. Sous l'action d'un champ magnétique, le plasma perd son isotropie et toutes ses propriétés s'avèrent radicalement modifées. En présence d'un champ magnétique, il apparaît la possibilité de créer des configurations plasmatiques fermées qui occupent une partie limitée de l'espace et sont, pour ainsi dire, suspendues dans le vide. C'est déjà une propriété que ne possède nullement un gaz. Dans ces conditions, le plasma se rapproche davantage, par ses propriétés, d'un liquide. De plus, il acquiert des propriétés qui le distinguent de tous les autres états de la substance. Naturellement, tous les traits caractéristiques des processus plasmatiques sont, dans ce cas aussi, conditionnés finalement par les lois du mouvement des particules dans les champs extérieurs que nous avons étudiées dans les paragraphes précédents.

Supposons qu'un plasma relativement raréfié soit placé dans un champ magnétique. Dans l'intervalle entre deux collisions coulombiennes, chaque particule chargée du plasma se déplace le long du champ suivant une trajectoire hélicoïdale. Si le champ est uniforme, la ligne axiale de la trajectoire coïncide précisément avec l'une des lignes de force du champ. Le déplacement des électrons et des ions en travers de lignes de force du champ n'est possible que grâce aux collisions coulombiennes. A chaque collision la particule se déplace d'une distance de l'ordre du rayon de Larmor. Si les collisions sont rares (plasma de faible densité et de température élevée), alors les particules sont en quelque sorte attachées aux lignes de force. Un tel plasma est appelé « magnétisé ». Le rapport λ/ρ. où λ est la longueur moyenne de libre parcours et ρ la valeur moyenne du rayon de Larmor, peut servir de mesure de la « magnétisation ». Si $\lambda/\rho \gg 1$ (collisions rares et champ intense), alors la particule ne peut se déplacer à une distance sensible en travers du champ qu'en parcourant un chemin fort considérable le long d'une ligne de force. Si par contre $\lambda/\rho \ll 1$ (plasma dense, champ faible), alors le mouvement des particules est pratiquement isotrope; cela signifie que le champ n'exerce qu'une faible influence sur le comportement du plasma.

La mesure de la magnétisation de plasma peut aussi être représentée sous la forme suivante:

$$\frac{\lambda}{\rho} = v\tau \frac{eH}{mvc} = \omega_H \tau.$$

où ω_H est la fréquence de Larmor et τ la période moyenne entre deux collisions. Les composantes ionique et électronique du plasma ont une magnétisation différente.

Dans les conditions ordinaires $\omega_H \tau$ pour les électrons du plasma est de beaucoup supérieur à la valeur correspondante pour les ions (pour $T_i \sim T_e$, le rapport entre ces deux valeurs est de l'ordre de $\sqrt{m_i/m_e}$). Ainsi, les électrons sont plus magnétisés que les ions. On peut, en particulier, rencontrer la situation où les électrons sont magnétisés et donc ne se déplacent librement que le long des lignes de force, et où le champ magnétique n'a pas d'action sensible immédiate sur le mouvement des ions. Dans ce cas, les électrons seront attachées au champ magnétique, tandis que les ions seront retenus dans la même région de l'espace par le champ électrique formé par la composante électronique.

Cependant, en physique d'un plasma à haute température et complètement ionisé dont les propriétés sont particulièrement intéressantes, on a plus souvent affaire à des conditions où les deux composantes, tant électronique que ionique, sont magnétisées. Les valeurs numériques des paramètres de base, dans les expériences réalisées sur du plasma chaud, sont comprises dans les limites suivantes : concentration de 10^{10} à 10^{14} cm^{-3}; température des électrons et des ions de l'ordre de 10^6-10^7 degrés; intensité du champ magnétique de quelques dizaines de kilo-œrsteds. Dans cet intervalle de valeurs de n, T et H, le paramètre de magnétisation $\omega_H \tau$ pour les électrons vaut de 10^{15} à 10^{11}; pour les ions de l'hydrogène, de 10^3 à 10^9.

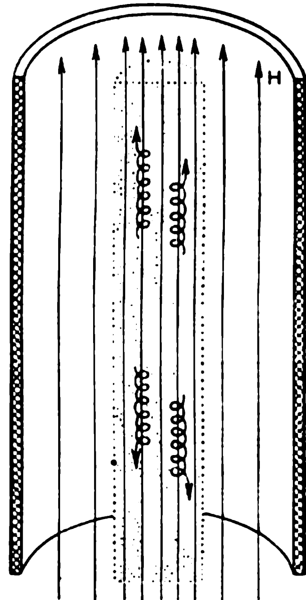


Fig. 26.1. Isolement thermique d'un plasma chaud à l'aide d'un champ magnétique intense

Par suite de la restriction imposée par un champ magnétique intense sur le mouvement des particules dans un plan perpendiculaire au vecteur $\boldsymbol{H}$, ce champ peut jouer le rôle d'une sorte de couche intermédiare qui empêche le plasma de toucher les parois du récipient qui le contient (voir la fig. 26.1). Une colonne cylindrique de plasma complètement ionisé occupe une partie de l'espace intérieur à une chambre dans laquelle règne un champ magnétique intense. Il n'y a rien que le vide et les lignes de force magnétique entre le bord de la colonne plasmatique et la paroi de la chambre. Les électrons et les ions du plasma ne pénètrent pas dans cette région intermédiaire. Ainsi, on réalise dans ce cas une isolation thermique efficace du plasma chaud à l'aide d'un champ magnétique intense. Toutefois, cet état n'est pas un état d'équilibre. Tôt ou tard, grâce aux collisions coulombiennes entre les particules, le plasma occupera tout le volume de la chambre, jusqu'aux parois.

La durée de vie d'une colonne plasmatique isolée est déterminée par la vitesse de diffusion des particules du plasma en travers du champ magnétique. D'après la théorie de la diffusion, cette durée est de l'ordre de a^2/D, où a est le rayon de la colonne plasmatique et D le coefficient de diffusion. On peut obtenir une évaluation grossière de D à l'aide des considérations élémentaires suivantes. Pour la durée τ d'un libre parcours une particule subit en moyenne une seule collision coulombienne, qui la fait se déplacer dans un plan perpendiculaire à $\boldsymbol{H}$ d'une distance de l'ordre du rayon de Larmor ρ. Pour des collisions réitérées, il faut additionner, d'après les lois statistiques, les carrés de chaque déplacement isolé. Donc, en un temps t, la particule se déplacera perpendiculairement à $\boldsymbol{H}$ d'une distance

$$\Delta x \sim \rho \sqrt{t/\tau}. \tag{26.1}$$

D'autre part, pour un tel processus, le déplacement moyen doit être de l'ordre de $\sqrt{D_\perp t}$. Donc,

$$D_\perp \sim \frac{\rho^2}{\tau} \sim \lambda v \frac{1}{(\omega_H \tau)^2}. \tag{26.2}$$

La période moyenne entre deux collisions vaut $\sim T^{3/2}/n$. D'où

$$D_\perp \sim \frac{n}{H^2 \sqrt{T}}. \tag{26.3}$$

Pour de grandes valeurs de H et T, la valeur de D doit être très petite. Cependant, le long des lignes de force, les particules se déplaceront de la même façon que pour $H = 0$. Ainsi, par rapport au processus de diffusion, le plasma se comporte dans un champ magnétique intense comme une substance ayant une très forte anisotropie.

Les analyses qualitatives que nous avons faites laissent malheureusement inexpliquée l'une des particularités essentielles du mécanisme de diffusion. Comme le montre une théorie rigoureuse, la diffusion du plasma en travers du champ magnétique ne dépend que des collisions entre particules de type différent, i.e. des collisions entre les ions et les électrons. Les collisions entre particules de la même espèce ne peuvent pas entraîner de changement macroscopique dans la répartition des concentrations.

En accord avec ce que nous avons dit, le calcul donne l'expression suivante pour le coefficient de diffusion:

$$D_\perp \approx \frac{\lambda_{ei} v_e}{3} \frac{1}{(\omega_{He} \tau_{ei})^2} = \frac{D_{0e}}{(\omega_{He} \tau_{ei})^2}. \tag{26.4}$$

Ici, v_e est la vitesse thermique moyenne des électrons du plasma, ω_{He} la fréquence électronique de Larmor et D_{0e} le coefficient de diffusion en l'absence de champ. Ainsi, pour les paramètres types ci-dessus pour un plasma chaud et pour des champs magnétiques de quelques dizaines de kilo-gauss, le coefficient de diffusion en travers

du champ est diminué par rapport à la valeur classique de 10-20 ordres de grandeur.

La conductibilité thermique du plasma dans une direction perpendiculaire à $\boldsymbol{H}$ doit, elle aussi, nettement décroître avec l'augmentation de l'intensité du champ. Contrairement à la diffusion conditionnée par les collisions entre les ions et les électrons, la transmission thermique dans le plasma en travers des lignes de force résulte essentiellement des collisions ioniques (si T_i n'est pas trop petit par rapport à T_e). Cela s'explique par le fait que l'intensité de transmission thermique dépend de la largeur d'un tel intervalle (s'il y existe un gradient de la température) dans les limites duquel s'entrelacent les trajectoires des particules d'énergie thermique différente. Dans une direction perpendiculaire au champ, le coefficient de conductibilité thermique est proportionnel au carré de la largeur de l'intervalle de recouvrement et cette largeur est, selon l'ordre de grandeur, comparable au rayon de Larmor. C'est pourquoi la transmission thermique se fait essentiellement par la composante ionique. Le coefficient de conductibilité thermique ionique dans la direction perpendiculaire aux lignes de force diminue de $(\omega_{Hi}\tau_{ii})^2$ par rapport à sa valeur en l'absence de champ magnétique.

Si l'on compare la vitesse d'aplanissement de la température suivant le rayon dans une colonne cylindrique de plasma située dans un champ magnétique longitudinal à celle de la concentration, il s'avère que le premier processus est beaucoup plus rapide (de $\sim\sqrt{m_i/m_e}$ fois) que le second. C'est pourquoi le gradient de la température à l'intérieur de la colonne de plasma, dans une direction perpendiculaire à $\boldsymbol{H}$, doit disparaître bien que le plasma n'ait gagné tout l'espace par suite de la diffusion transversale.

Essayons maintenant d'analyser les propriétés des structures plasmatiques bornées dans l'espace, et dont l'existence dans un champ magnétique intense s'avère possible grâce à la faible vitesse de la diffusion, d'un point de vue macroscopique. La première question est la suivante: le plasma a une pression gazo-cinétique $p = nk(T_e + T_i)$, donc l'existence plus ou moins longue d'une configuration plasmatique, à l'intérieur de laquelle la pression est répartie suivant une loi quelconque, n'est possible que dans le cas où la force due au gradient de la pression gazo-cinétique est équilibrée, dans chaque élément de volume du plasma, par l'action des forces d'une autre nature. Quelle est l'origine de ces forces? En particulier, s'il existe une colonne plasmatique isolée de pression constante p, par quelle force est équilibrée la pression à la frontière de la colonne?

Après ce qui a été dit plus haut sur le mouvement des particules chargées du plasma dans les champs magnétiques, la réponse aux questions formulées ci-dessus est presque évidente. Une configuration plasmatique limitée doit être maintenue par des forces électrodynamiques qui apparaissent parce que dans un champ magnétique le plasma se comporte comme un diamagnétique. Le diamagnétisme

du plasma est dû à ce que les courants de Larmor des particules chargées en rotation créent, en chaque unité de volume, un moment magnétique dirigé contre le champ extérieur agissant. Pour cette raison, l'intensité du champ magnétique à l'intérieur du plasma diminue et y apparaît une force pondéromotrice; celle-ci équilibre la différence de pressions à l'intérieur et sur la frontière de la formation plasmatique. On peut exprimer la force pondéromotrice qui agit par unité de volume en fonction de la densité du courant diamagnétique $\boldsymbol{j}$ dans le plasma et de l'intensité $\boldsymbol{H}$ du champ. Cette force est égale à $\frac{1}{c}\ \boldsymbol{j}\times\boldsymbol{H}$. La condition d'équilibre doit être de la forme

$$\text{grad}\, p=\frac{1}{c}\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{H}. \qquad (26.5)$$

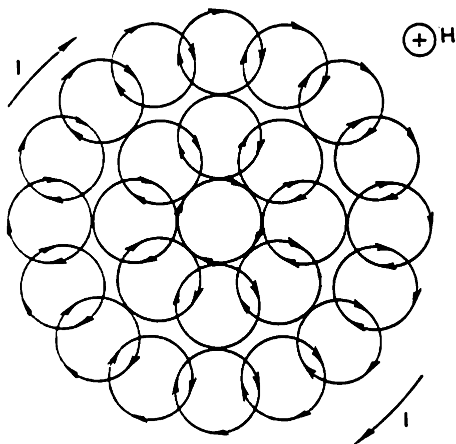


Fig. 26.2. Courants de Larmor dans une colonne de plasma cylindrique; origine du diamagnétisme du plasma

Remarquons que la densité du courant $\boldsymbol{j}$ résulte de la composition des courants de Larmor élémentaires dus à la rotation des électrons et des ions dans le champ magnétique $\boldsymbol{H}$.

Le mécanisme permettant de retenir le plasma peut être illustré par un exemple simple. On a représenté schématiquement sur la fig. 26.2 les courants de Larmor dans une colonne cylindrique de plasma à l'intérieur de laquelle la pression p est constante. Dans ce cas, les courants de Larmor se compensent mutuellement à l'intérieur de la colonne plasmatique, donc $j = 0$. Cependant, au voisinage de la frontière, apparaît un courant circulaire résultant. La force d'interaction de ce courant avec le champ magnétique est justement la raison pour laquelle à la frontière de la colonne plasmatique se maintient une différence de pression.

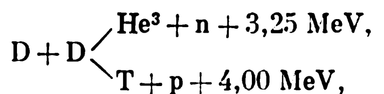
§ 27. QUELQUES APPLICATIONS DE LA PHYSIQUE DU PLASMA. FUSION CONTROLÉE DES NOYAUX LÉGERS

Les applications de la physique du plasma sont très nombreuses. Les redresseurs à vapeur de mercure, les gazotrons, les sources de lumière à décharges de gaz reposent sur l'utilisation d'une forme ou d'une autre de décharge gazeuse et, par conséquent, on doit y créer un plasma à des paramètres données. Il existe toutefois un domaine d'application de la physique du plasma qui occupe une place toute particulière. Il s'agit de la fusion contrôlée des noyaux légers. C'est

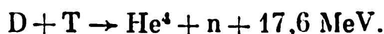
un problème technique d'une difficulté extrême, et nous nous trouvons ici encore loin d'atteindre le but souhaité. D'autre part, ce problème est si important que, malgré l'absence des succès particulièrement importants, de nombreuses organisations de physiciens dans de nombreux pays cherchent à le résoudre. A leur tour, et nous l'avons remarqué au début de ce chapitre, les recherches de la solution du problème de la fusion contrôlée, parallèlement au développement des recherches cosmiques, ont joué un rôle fondamental dans les progrès rapides que la physique du plasma a enregistrés dès le milieu de ce siècle. Arrêtons-nous aux aspects les plus importants de cette question dans leurs grandes lignes.

Il faut tout d'abord expliquer en quoi consiste le but des recherches effectuées. Résoudre le problème de fusion contrôlée signifie obtenir une source d'énergie accessible et à prix réduit, de puissance illimitée. Le deutérium dont les ressources dans l'océan mondial sont pratiquement illimitées doit servir de matière première. Naturellement, il s'agit de perspectives d'avenir, car, outre les ressources en charbon et pétrole qui sont loin d'être épuisées, on vient, seulement de mettre la première main au combustible nucléaire ordinaire, les minerais d'uranium et de thorium. Mais les taux de croissance de la consommation d'énergie à travers le monde sont si élevés que l'on doit se mettre dès maintenant à rechercher de nouvelles sources d'énergie.

Parmi les différentes réactions exothermiques de fusion, au cours desquelles on réalise la synthèse de noyaux plus lourds à partir de noyaux légers, les plus intéressantes sont celles de fusion de noyaux de deutérium et de tritium. La répulsion coulombienne fait que la probabilité des réactions nucléaires entre particules chargées n'est suffisamment grande que pour une énergie considérable des particules en collision. Cette même circonstance oblige à limiter le choix des substances de la réaction par des éléments de numéro atomique petit. Finalement, deux réactions seulement ont un intérêt pratique:



$$D + D \begin{cases} \nearrow He^3 + n + 3{,}25\ \mathrm{MeV}, \\ \searrow T + p + 4{,}00\ \mathrm{MeV}, \end{cases}$$



$$D + T \rightarrow He^4 + n + 17{,}6\ \mathrm{MeV}.$$

Les deux réactions ont été en son temps étudiées en détail au cours d'expériences dans lesquelles la cible, contenant du deutérium ou du tritium, était bombardée par des faisceaux de deutons accélérés à des énergies de quelques dizaines de keV. Le gain énergétique obtenu dans dans ces conditions (l'énergie des produits de la réaction vaut quelques MeV, alors que l'accélération d'un deuton ne nécessite que quelques dizaines de keV) est cependant illusoire, car dans les réactions nucléaires n'intervient qu'une toute petite partie ($\sim 10^{-4}$) des deutons accélérés. La grande majorité des deutons dépense par petites portions l'énergie accumulée, en produisant l'excitation

et l'ionisation des atomes, i.e. en fin de compte, en chauffant simplement la cible. Cela est dû au fait que les sections des réactions nucléaires sont bien plus petites que celles d'excitation et d'ionisation. La solution consiste à réaliser les réactions dans un plasma d'hydrogène chaud complètement ionisé. Dans ce cas, les pertes en excitation et ionisation sont supprimées, et les collisions entre les ions du plasma aboutissent tôt ou tard à une fusion nucléaire.

Soit T la température du plasma, et n_1 et n_2 les concentrations des particules interagissantes. Si la vitesse d'un ion par rapport à un autre est $v_{1,2}$, alors la probabilité pour que l'ion donné réagisse en 1 s sur un ion d'un autre type est donnée par l'expression

$$\sigma v_{1,2} n_2.$$

Ici, σ est la section efficace de la réaction de fusion (quantité qui croît rapidement avec la vitesse). Si tous les n_1 ions du premier type avaient la même vitesse $v_{1,2}$, alors le nombre total de réactions se produisant en une seconde dans 1 cm³ de plasma serait déterminé par l'égalité

$$R_{1,2} = n_1 n_2 \sigma v_{1,2}.$$

Pour une température donnée, le produit doit être interpolé suivant la répartition de Maxwell. En désignant par ε l'énergie qui se dégage à chaque réaction élémentaire, on obtient l'équation pour la puissance spécifique sous la forme

$$w = n_1 n_2 \varepsilon \langle \sigma v \rangle. \qquad (27.1)$$

La dépendance $\sigma(v)$ pour les réactions considérées étant connue, on peut donc calculer la quantité $\langle \sigma v \rangle$ et, par conséquent, la puissance spécifique w pour toute valeur de la température et de la densité du plasma.

Les estimations numériques montrent que la valeur de w augmente rapidement avec la température ; pour une température de « combustion » de quelques centaines de millions de degrés et pour une densité de plasma $\sim 10^{15}$ cm^{-3}, elle vaut environ 10^5 kW/m³. L'élévation de la température et de la densité conduit à des régimes énergétiques plus intenses qui doivent compliquer progressivement les techniques dans la réalisation du projet. Des régimes plus « doux » entraînent, pour une puissance générale du réacteur thermonucléaire qui ne soit pas trop petite, l'augmentation inadmissible des dimensions du système. Ainsi, les valeurs choisies de w représentent un compromis technique raisonnable entre les exigences contradictoires. Remarquons encore que les évaluations utilisées se rapportent à un plasma à deutérium ; pour plasma binaire à deutérium et à tritium en concentrations égales, les températures optimales du régime de fonctionnement sont plus basses.

Il se pose ensuite la question naturelle suivante : comment peut-on réaliser les conditions indiquées dans la zone de réaction ? Plus exactement : comment chauffer le plasma aux températures néces-

saires, extraordinairement élevées, et comment peut-on empêcher les particules chauffées de s'échapper pendant le temps suffisant pour la réalisation des réactions nucléaires? La difficulté principale réside apparemment dans la seconde partie de la question. L'énergie qu'il faut communiquer à un volume donné d'un plasma de densité connue pour le porter à 10^8 °K n'est pas du tout grande; elle est égale à l'énergie nécessaire pour échauffer le même volume d'eau de 1°. Par contre, les flux de particules (et de chaleur) qui vont de la zone de réaction à la périphérie seront immenses. Si l'on utilise les formules de la théorie cinétique des gaz et si l'on prend la valeur de la longueur du libre parcours pour un plasma d'hydrogène dans la formule (24.7), alors, après avoir substitué une valeur numérique aux constantes, on obtient l'expression suivante pour le flux de chaleur allant de la région chauffée à la paroi froide:

$$q \approx 10^{-6} T^{7/2} x \text{ erg/cm}^2\text{s}; \qquad (27.2)$$

ici x est l'épaisseur de la couche intermédiaire. Pour une température de 10^8 °K et une étendue de la couche $\sim$ km (!) le flux de claleur atteint la valeur énorme 10^7 kW/cm^2. La nécessité d'un système efficace appelé à confiner les particules dans la zone de réaction est évidente.

L'idée fondamentale qui a ouvert la voie à l'étude du problème de la fusion contrôlée consiste à utiliser le principe de l'isolement thermique magnétique. En Union Soviétique cette idée a été émise dès 1950 par A. Sakharov et I. Tamm.

Au paragraphe précédent on a montré que le coefficient de diffusion et simultanément le coefficient de conductibilité thermique diminuent de beaucoup d'ordres de grandeur si le déplacement des particules se fait dans une direction perpendiculaire au champ magnétique intense. C'est pourquoi, si la zone de réaction est séparée des parois par un champ magnétique intense, on peut espérer diminuer radicalement les flux thermiques et la construction d'un générateur thermonucléaire cesse d'être une utopie.

On peut formuler le même résultat en d'autres termes, si l'on se rappelle que le plasma est un diamagnétique. S'il n'y a pas de champ à l'intérieur du plasma, alors la valeur du champ de confinement est déterminée par la formule (26.5) et peut être mise sous la forme:

$$H^2/8\pi = nk(T_e + T_i). \qquad (27.3)$$

Pour un plasma aux paramètres donnés ($n \sim 10^5$ cm^{-3}, $T \sim 10^8$ °K), le champ nécessaire pour confiner les particules doit valoir 25-30 kilo-œrsteds. Ces grandes valeurs ne sortent pas du tout des limites des possibilités techniques.

Nous parlons constamment de la transmission thermique dans un plasma perpendiculairement à un champ magnétique, mais il ne faut pas oublier que les flux thermiques le long des lignes de force du champ magnétique restent non magnétisés; il faut donc freiner

la fuite des particules dans cette direction-là aussi. Il y en a trois possibilités. Nous en connaissons, au fond, déjà une : elle consiste à placer le plasma dans un piège magnétique, i.e. dans un champ magnétique d'une configuration telle qu'il soit plus intense dans les régions de sortie des lignes de force de la zone de réaction, là où elles rencontrent les parois. La deuxième possibilité consiste à supprimer les extrémités ouvertes des lignes de force en les faisant boucler dans l'anneau. Enfin, la troisième solution est de chauffer un plasma de densité relativement élevée d'une façon suffisamment rapide pour que le gros des particules ait le temps d'entrer en collisions nucléaires pendant leur passage le long des lignes de force.

Le premier schéma d'isolement thermique est parfaitement justifié lorsqu'il s'agit de confiner un plasma raréfié au point que l'on puisse considérer comme un ensemble des particules isolées. La longue durée de vie des particules dans les ceintures de radiation de la Terre, d'origine naturelle ou artificielle, illustre très bien ce que nous avons dit. Toutefois, dans les expériences de laboratoire effectuées sur un plasma plus dense, i.e. dans des conditions où peuvent se manifester des interactions collectives de particules, on a rencontré de sérieuses difficultés. La durée de vie du plasma s'est avérée bien d'ordres de grandeur plus courte que l'on pouvait attendre compte tenu des collisions des particules plasmatiques entre elles ou avec les molécules du gaz restant et de leur sortie ensuite dans le cône de fuite. En fait, la durée de vie du plasma dans certains modèles de pièges ouverts vaut environ 100 microsecondes (pour une densité du plasma voisine de 10^9 cm^{-3}), alors que la durée de vie conditionnée par la sortie dans le cône de fuite doit être mesurée en minutes.

Ce résultat devient qualitativement plus clair si l'on tient compte de ce que le plasma, comme tout diamagnétique, doit être expulsé d'une région de champ plus intense. Sous cet angle, on comprend parfaitement le mécanisme d'action des pièges-miroirs magnétiques qui confinent le plasma. Mais dans les pièges du type considéré existent aussi des régions où le champ décroît à mesure que l'on s'éloigne de l'axe suivant un rayon ; on peut ici s'attendre à ce que l'instabilité devienne plus prononcée, i.e. l'apparition des « canaux » transversaux de plasma se déplaçant perpendiculairement au champ et entraînant le plasma vers des régions plus faibles du champ. En effet, des expériences directes ont montré l'existence dans ces pièges d'une instabilité diamagnétique radiale qui limite la durée de vie du plasma.

Un progrès réel s'est dessiné en 1961-1962, quand on a construit des pièges avec une topographie plus complexe du champ magnétique. Dans ces systèmes, outre l'augmentation du champ au voisinage des miroirs magnétiques, l'augmentation du champ est aussi assurée dans la direction radiale par une série de barres avec les courants alternatifs intenses. Dans de tels pièges, l'instabilité diamagnétique transversale était supprimée et l'on a obtenu des configurations

plasmatiques de densité 10^9-10^{10} cm^{-3} et une durée de vie d'une dizaine de millisecondes.

Sur la fig. 27.1 on a représenté la variation de la durée de vie mesurée expérimentalement en fonction de la valeur $\alpha_\perp$ du rapport de miroir radial, i.e. de la quantité $\sqrt{H_0^2 + H_\perp^2}/H_0$, où H_0 est la valeur du champ au centre du piège, $H_\perp$ la composante azimutale du champ à la périphérie, due au courant circulant dans les barres.

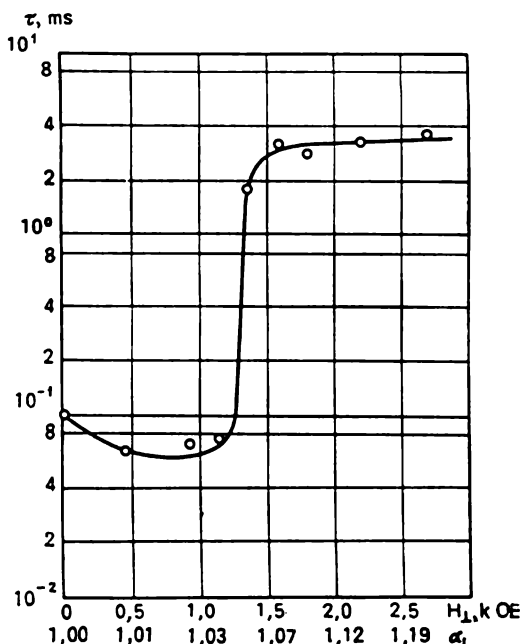


Fig. 27.1. Durée de vie du plasma en fonction de la valeur du rapport de miroir radial. $H_0 = 3{,}9$ kŒ; $p_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ mm de la colonne de mercure

Une brusque montée de la courbe (l'échelle sur l'axe des ordonnées est logarithmique) coïncide avec la valeur de $\alpha_\perp$ à partir de laquelle la valeur absolue du champ à la périphérie devient supérieure à celle sur l'axe du système.

L'augmentation ultérieure de la densité du plasma s'accompagne de l'apparition de nouveaux types d'instabilité, mais on a réussi actuellement à surmonter ces difficultés, au moins pour des densités allant jusqu à 10^{11} cm^{-3}, en augmentant le rapport de miroir radial. Sur la fig. 27.2 on a reproduit la photographie du dernier modèle de piège à champ magnétique combiné construit par M. Ioffé, à l'Institut de l'énergie atomique, en 1967.

Examinons maintenant le second schéma.

En fermant les lignes de force, nous en venons tout naturellement à des installations de type solénoïdal annulaire. Le champ

magnétique est maintenant partout orienté parallèlement aux parois et, pour quitter le système, les particules doivent se déplacer perpendiculairement aux lignes de force. Mais le champ magnétique à l'intérieur du tore est légèrement non uniforme, il est plus faible près de la paroi extérieure du tore, ce qui provoque la dérive des particules. Nous savons que la dérive dans un champ magnétique

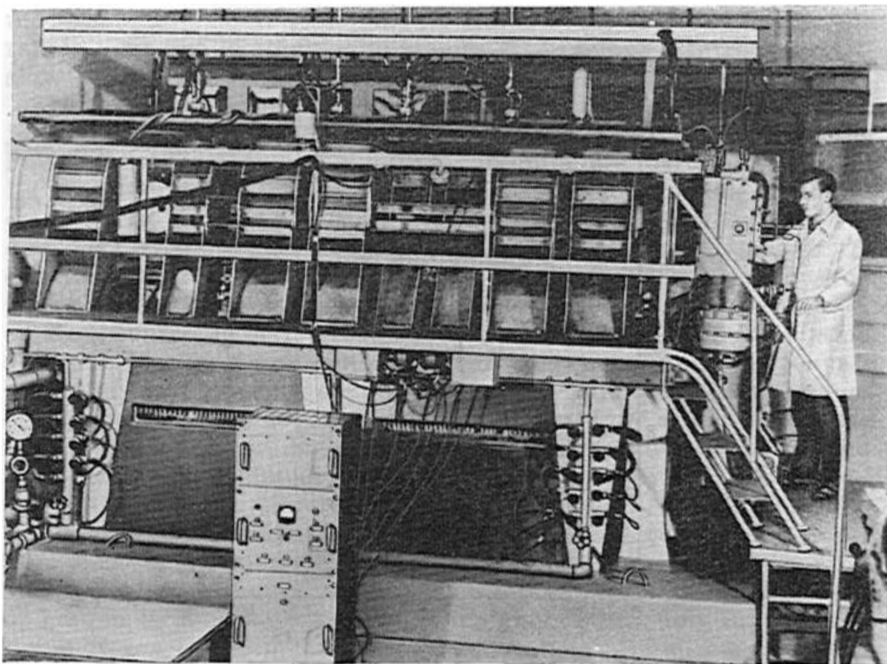


Fig. 27.2. Vue extérieure d'un piège à champ combiné

non uniforme se fait suivant la normale à la direction du champ principal à son gradient ; elle dépend de la charge des particules. Si les ions dérivent vers la paroi supérieure du tore, alors les électrons vont se fixer au fond du tore (fig. 27.3). Les charges séparées créeront un champ électrique, et le plasma, formé d'une manière ou d'une autre à l'intérieur du tore, commencera dans son ensemble à dériver dans les champs électriques et magnétiques croisés. Il est facile à vérifier que finalement le plasma se déplacera vers la paroi extérieure du tore.

Pour compenser cette dérive du plasma, il existe différents procédés. On peut faire passer à travers le plasma un courant annulaire longitudinal, ou compliquer d'une façon particulière l'enroulement solénoïdale ou, encore, déformer le tore donnant au système magné-

tique toroïdal la forme d'un huit. Dans tous les cas envisagés, la topographie du champ magnétique modifie radicalement.

Il faut apporter ici quelques précisions. Les champs magnétiques les plus simples (champ d'un aimant constant, d'un courant direct, d'un circuit plan) conduisent, on le sait, en vertu de l'équation div $\boldsymbol{B} = 0$, aux images usuelles de lignes de force fermées ou de lignes allant à l'infini. Il existe toutefois une troisième possibilité, qui est en fait la plus générale: les lignes de force peuvent rester dans une région limitée de l'espace sans se fermer ni aller à l'infini.

Dans les exemples ci-dessus les lignes de force fermées (anneaux) se trouvent transformées, par suite de la déformation du système magnétique toroïdal, en lignes de force infinies s'enroulant d'une

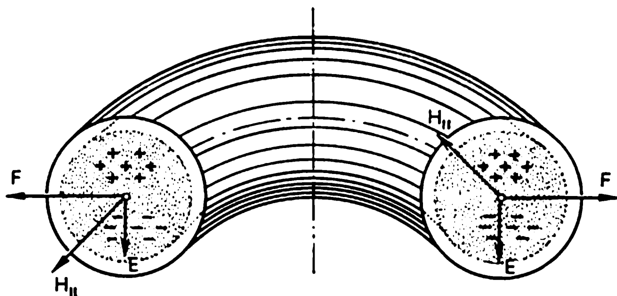


Fig. 27.3. Dérive du plasma dans un piège toroïdal. La séparation des charges résulte de la dérive des particules dans un champ magnétique non uniforme; la dérive du plasma se fait dans les champs croisés E et H

façon continue autour de l'axe circulaire du tore et formant ce que l'on appelle des surfaces magnétiques. Les lignes de force passant à des distances différentes de l'axe du tore donnent naissance (dans le cas le plus simple) à un ensemble des surfaces magnétiques coaxiales incluses les unes dans les autres. Finalement, tout point de la section du tore se trouve réuni à tout autre point de cette section (à la même distance de l'axe) par une ligne de force appartenant à l'une ou l'autre des surfaces magnétiques. Cela signifie que la redistribution des charges suivant la section peut se réaliser non pas perpendiculairement au champ magnétique, mais le long des lignes de force. C'est pourquoi l'accumulation des charges de signes contraires et, par conséquent, la dérive dans les champs croisés s'avèrent impossibles.

Des variations de systèmes toroïdaux à courant longitudinal ont été mises au point en Union Soviétique (installations de types « Tokamak »); on a commencé des recherches dans deux autres directions aux Etats-Unis (installations de type « Stellarator »). Ce sont des installations grosses et complexes. Ainsi, l'un des deux derniers modèles de Tokamak, l'installation T-3, est une chambre toroïdale dont le grand diamètre vaut 200 cm et le petit diamètre

40 cm (fig. 27.4). Un champ magnétique longitudinal est créé par huit bobines et peut atteindre 36 kŒ. Les bobines sont alimentées par un générateur à excitation brusque dont la puissance d'impulsion est de 75 000 kVA. Les caractéristiques du vide sont magnifiques: la pression initiale des gaz restants vaut environ 10^{-8} mm de colonne de mercure. La chambre du Tokamak est mise sur un noyau de fer et la spire de plasma qui apparaît sert de l'enroulement secondaire

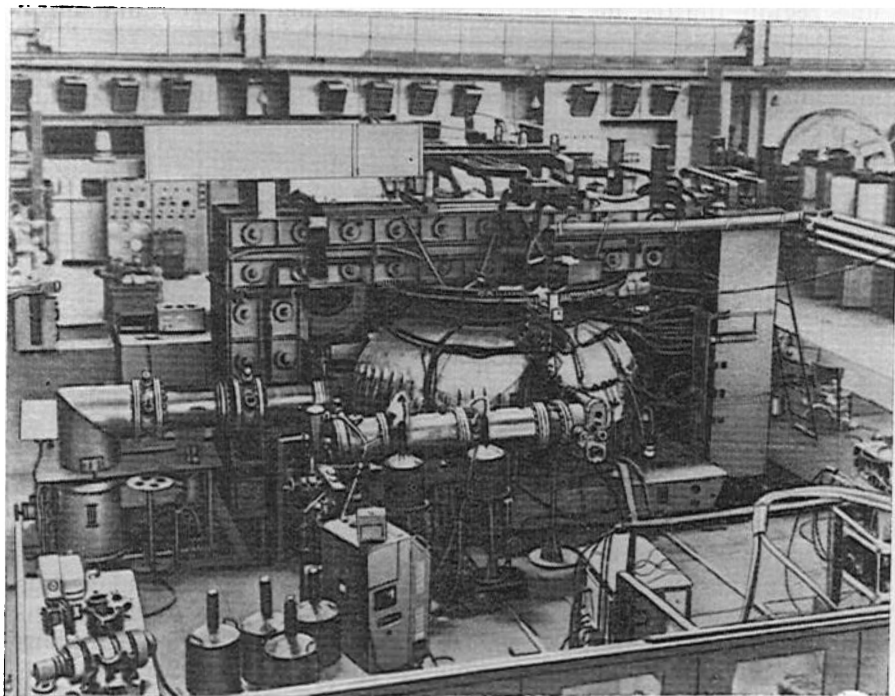


Fig. 27.4. Vue extérieure d'une istallation T-3 (Tokamak)

pour un transformateur d'impulsion. On chauffe le plasma par effet Joule et un champ longitudinal intense sert de carcasse stabilisatrice.

La condition formulée ci-dessus, selon laquelle, pour assurer la stabilité du plasma, le champ doit augmenter vers la périphérie, n'est pas réalisée dans les installations Tokamak. On peut cependant montrer que si l'on a

$$\frac{H_z}{H_\varphi}\frac{a}{R}>1, \qquad (27.4)$$

alors les types principaux d'instabilité sont neutralisés. Ici H_z est un champ magnétique longitudinal, H_φ le champ magnétique du courant qui passe à travers le plasma, a le petit rayon du tore

et R le grand rayon. En effet, pour $H_z a/H_\varphi R = 2\text{-}3$, la durée de vie des particules dans le cordon de plasma vaut 8-10 ms. La température du plasma vaut quelques millions de degrés et sa densité vaut environ 10^{13} cm^{-3}.

Les paramètres du plasma obtenus, bien qu'ils soient encourageants, diffèrent tout de même nettement de ceux que l'on aurait pu attendre dans le cas d'un plasma parfaitement magnétisé. En particulier la durée de vie relativement faible témoigne de l'existence de types d'intsabilité non éliminés et, par suite, de la vitesse élevée de diffusion.

Les recherches effectuées sur des installations de type Stellarator ont pour l'instant conduit à des résultats plus modestes. Indépendamment de la durée de l'expérience et des paramètres techniques excellents du système, on n'a pas réussi dans ce cas aussi à surmonter l'instabilité du plasma. Les flux de diffusion vers les parois sont bien supérieurs aux flux classiques.

Arrêtons-nous maintenant à la troisième direction qu'ont pris les recherches sur la fusion contrôlée. Ici l'isolement thermique et le réchauffement du plasma sont conditionnés par une impulsion de courant de courte durée que l'on fait passer à travers du deutérium raréfié. A cause de l'interaction du courant avec le champ magnétique propre, le cordon de plasma doit se resserrer vers l'axe de la décharge. Le plasma est isolé des parois du récipient par un champ magnétique propre et doit se réchauffer grâce à l'énergie produite par contraction et par effet Joule. Le schéma de l'expérience est donné sur la fig. 27.5.

Au stade initial de l'étude, on a supposé que le processus de contraction soit quasi stationnaire et que, à chaque instant, la pression magnétique contractant le plasma soit équilibrée par la pression gazeuse. Alors, en remplaçant dans (27.3) le champ magnétique par l'intensité du courant traversant le plasma et en posant $T_e = T_i$, on obtient

$$T = I^2/4c^2Nk, \tag{27.5}$$

où l'on a désigné par N le nombre de particules dans la section du cordon de plasma de hauteur unité. La température de la substance doit croître proportionnellement au carré de l'intensité du courant, et des évaluations numériques montrent que, pour une intensité du courant voisine de 1 million d'ampères, une pression initiale de 0,1 mm de la colonne de mercure et un diamètre du récipient de 200 mm, la température du cordon plasmatique doit dépasser 10^7 °K. Bien sûr, la température reste élevée pour une période très courte (environ 1 ms), mais dans le cordon de plasma fortement pincé les collisions seront très fréquentes et l'on pourra s'attendre à enregistrer un rayonnement neutronique provenant des réactions nucléaires.

En réalité, l'image d'une contraction quasi stationnaire s'avère grossièrement altérée. Au stade initial du processus après le claquage dans la colonne gazeuse par une haute tension appliquée, le courant

qui augmente rapidement se concentre en une mince couche superficielle (effet de peau). La région interne de la colonne n'est presque pas ionisée ni chauffée, la pression gazeuse est négligeable et la contraction de la pellicule plasmatique vers l'axe du système ne se produit que par des forces d'inertie seules. Pendant toute la durée de contraction, il n'y a pas d'équilibre entre la pression gazeuse et la

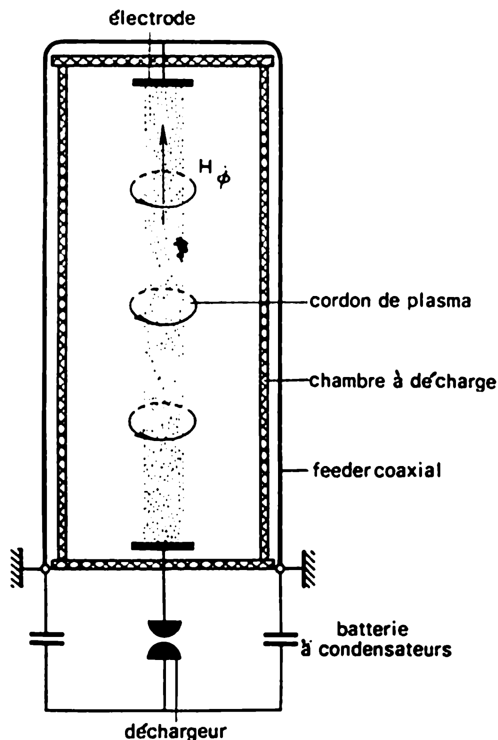


Fig. 27.5. Schéma de l'expérience avec une décharge pincée *z*

pression magnétique. Le cordon se resserre vers l'axe avant que le courant (et simultanément, la pression magnétique) atteigne son maximum; mais sans rester contracté il se dilate à nouveau sous l'action des mêmes forces d'inertie. De plus, le cordon est instable (à l'extérieur de celui-ci le champ varie comme $1/r$) et sous l'action des déformations macroscopiques (pliage, torsion), il touche les parois de la chambre, refroidissant et salissant le plasma.

Il est remarquable qu'on a enregistré tout de même un rayonnement neutronique du plasma lors d'une décharge par impulsions dans le deutérium. Cet intéressant phénomène a été découvert en 1952 par un groupe de physiciens soviétiques. Le rayonnement neutronique n'est pas causé par le réchauffement de tout le volume de plasma,

mais résulte des collisions d'un petit groupe de deutons rapides, qui apparaissent à la suite de processus accélérateurs complexes dans le cordon instable, le gros de la masse de plasma étant relativement froid.

En augmentant l'intensité énergétique du système, on peut chauffer le cordon plasmatique aux températures thermonucléaires nécessaires vers le moment de la première contraction du cordon au voisinage de l'axe et avant la progression de l'instabilité. Cependant, pour remplir les conditions nécessaires pour obtenir des réactions nucléaires à bilan énergétique positif, ces expériences nécessiteront une concentration de l'énergie énorme (environ 10^4 MJ) dans la décharge par impulsion. La technique moderne permet de construire des installations impulsives de centaines de mégajoules. Il existe des condensateurs dont l'inductance est extrêmement faible, des feeders peu inductifs et des installations de commutations très perfectionnées. La voie est par là même ouverte à un progrès ultérieur dans cette direction. Mais le processus prend le caractère d'une explosion puissante, équivalente à l'explosion de quelques tonnes de trotyle, ce qui ne ressemble pas du tout à des réactions thermonucléaires contrôlées et doucement ménagées.

Arrêtons-nous en conclusions sur les perspectives possibles des expériences en cours.

Les travaux effectués avec des pièges magnétiques de type ouvert sont marqués par un progrès lent mais constant en ce qui concerne les paramètres du plasma obtenu. Ici, les possibilités de perfectionnement ne sont pas encore épuisées. Néanmoins, les espérances d'obtenir un succès décisif sont peu réconfortantes. Comme le montrent des calculs détaillés, si les fuites des particules du piège ne dépasseront que de quelques fois le niveau théorique correspondant à une conductibilité thermique complètement magnétisée, alors la réalisation d'un réacteur thermonucléaire à bilan énergétique positif devient impossible.

Les systèmes magnétiques fermés offrent actuellement le plus de perspectives. Même pour le niveau actuel de la fuite de particules, les dimensions et les paramètres du futur réacteur thermonucléaire, bien qu'ils dépassent aujourd'hui les possibilités de la technique moderne, ne semblent plus tellement irréalisables pour la technique de quelques dizaines d'années à venir.

Le développement des processus impulsifs a atteint apparemment sa limite naturelle, si l'on considère la réalisation d'un réacteur en tant que but final. Mais des expériences ultérieures peuvent amener à des sources neutroniques à impulsions d'une puissance gigantesque. La construction de systèmes destinés à accélérer des accumulations plasmatiques représente une sorte d'écart de ces recherches.

À NOS LECTEURS

Les Editions Mir vous seraient très reconnaissantes de bien vouloir communiquer votre opinion sur la traduction et la présentation de ce livre, ainsi que toute autre suggestion que vous voudriez formuler.

Ecrire à l'adresse:
Pervi Rijski péréoulok, 2,
Moscou, 1-110, GSP, U.R.S.S.

Imprimé en Union Soviétique

L. Sédov

MÉCANIQUE DES MILIEUX CONTINUS

Tome I

Cet ouvrage en deux volumes, s'adressant aux étudiants des Universités scientifiques, est dû à l'académicien Léonide Sédov, éminent savant soviétique. Ce livre associe d'une façon organique l'essence de la physique contemporaine au langage mathématique le plus rigoureux.

Une haute culture scientifique et la maîtrise du sujet ont permis à l'auteur de maintenir tout au long de son exposé le lien qui rattache la mécanique à la physique. Il n'a pas encore été écrit d'ouvrage traitant de façon aussi originale de la mécanique des milieux continus.

Le premier tome commence par un rappel de notions générales de mathématiques, expose les fondements de la thermo et électrodynamique, établit les équations générales de la physique, les relations auxiliaires des fortes ruptures, les conditions, initiales et limites, etc., fournit les éléments du calcul approché.